



ENREGISTREMENT MAGNETIQUE ULTRA-HAUTE DENSITE SUR MEDIAS DISCRETS A AIMANTATION PERPENDICULAIRE

Mohamed Asbahi

► To cite this version:

Mohamed Asbahi. ENREGISTREMENT MAGNETIQUE ULTRA-HAUTE DENSITE SUR MEDIAS DISCRETS A AIMANTATION PERPENDICULAIRE. Matière Condensée [cond-mat]. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 2007. Français. NNT: . tel-00410755

HAL Id: tel-00410755

<https://theses.hal.science/tel-00410755>

Submitted on 24 Aug 2009

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

THÈSE

Présentée le 29 novembre 2007 à

L'UNIVERSITÉ JOSEPH FOURIER DE GRENOBLE

par Mohamed ASBAHI

Pour obtenir le grade de DOCTEUR

Spécialité : PHYSIQUE

Enregistrement magnétique ultra-haute densité sur médias discrets à aimantation perpendiculaire

COMPOSITION DU JURY :

Messieurs :	D. Gignoux	Président
	G. Faini	Rapporteur
	J.F. Bobo	Rapporteur
	J. Moritz	
	C. Chappert	
	J.P Nozières	

Thèse préparée au sein du Laboratoire SPINTEC
(URA 2512, CEA/CNRS/INPG/UJF)

Remerciements

Je tiens à remercier tout d'abord M. Jean-Pierre Nozières, mon directeur de thèse, pour m'avoir permis de réaliser ce travail, M. Claude Chappert mon directeur de thèse également ainsi que Jérôme Moritz qui m'a encadré au jour le jour pendant la durée de cette thèse. Qu'ils en soient tous trois chaleureusement remerciés.

Je voudrais témoigner ma profonde reconnaissance envers M. Bernard Dieny, qui m'a accueilli pour la première fois au laboratoire SPINTEC pour mon stage de DESS. Merci Bernard pour ta disponibilité, tes précieux conseils, et ton soutien permanent.

Je suis également très reconnaissant envers les membres du jury pour avoir jugé ce travail. Monsieur Damien Gignoux qui m'a fait l'honneur d'en accepter la présidence. Messieurs Giancarlo Faini et Jean-François Bobo qui ont bien voulu être rapporteur de cette thèse. Un grand merci pour les remarques et les conseils qui m'ont permis d'améliorer la qualité de mon manuscrit.

Je voudrais exprimer ma gratitude envers Cécile Gourgon, Corinne Perret et Gilles Cunge, de m'avoir accueilli au LTM. J'ai beaucoup apprécié d'apprendre et de travailler à vos côtés. Je vous remercie également pour votre patience et votre confiance.

Dear René, I thank you for your cordial welcome in Pittsburgh to visit Seagate Research, and to interact with you and your colleagues: Anthony, Xiaobin, Ganping, Walter, Erol and RMO BPM-team. It was a great pleasure to work with you and learn from you.

Je ne saurais oublier tous mes amis du laboratoire :

Adriana, Ahmad, Alberto, Alexandre, Alina, Anatoly, Aurélien, Benoit, Bernard R., Bertrand, Brian, Claire Ba., Claire Bo., Christophe D., Christophe T., Clarisse, Cristian, Dana, Daria, Dimitri, Eric B., Eric G., Erwan, Fabrice, Gabriela, Gerard 'le Big', Gilles, Guillaume, Helga, Hervé, Ioana, Jérémy, Jérôme F., Kevin, Kyung-Jin, Liliana, Lucian, Magali, Manue, Marta, Mehdi, Mihai, Mourad, Natalia, Nicolas B., Nicolas D., Olivier, Pierre-Jean, Philippe, Rabia, Rachel, Ricardo, Seb', Stephane, Ursula, Vincent, Virgille, Wei, Yann,... qui par leur compétence, leur gentillesse, leur enthousiasme et leur humour m'ont accompagné dans ce travail.

Je tiens à remercier ma famille pour leur soutien et tout particulièrement mes parents qui m'ont toujours soutenu inconditionnellement.

Table des matières

Introduction	9
Chapitre 1 L'enregistrement magnétique : état de l'art et évolutions	13
1- Etat de l'art de l'enregistrement magnétique.....	14
1-1 Principe	14
1-2 Evolution des densités.....	15
1-3 Les têtes d'écriture-lecture.....	18
<i>a- Fonction d'écriture</i>	<i>18</i>
<i>b- Fonction de lecture</i>	<i>18</i>
1-4 Le média d'enregistrement.....	19
<i>a- Couche sensible</i>	<i>19</i>
<i>b- Couches de croissances et tribologiques</i>	<i>20</i>
2- Les limites de la technologie d'enregistrement longitudinal.....	21
2-1 Largeur de transition	21
2-2 Limite superparamagnétique.....	22
2-3 Limite démagnétisante	23
3- Les alternatives de l'enregistrement magnétique sur disque dur	23
3-1 Enregistrement Perpendiculaire	23
3-2 Enregistrement thermomagnétique	25
3-3 Enregistrement sur media discret.....	25
Conclusion.....	27
Chapitre 2 Elaboration de media pré-gravés par nano-impression	31
1- Motivation et généralités	32
2- Principe et éléments de base de la lithographie par nano-impression	33
2-1 Principe	33
2-2 Fabrication du Moule	34
2-3 Equipement de pressage.....	36
2-4 Résine pour la nanoimpression	37
3- Transfert des motifs.....	40
3-1 La gravure plasma.....	40
3-2 Mécanismes de la gravure plasma anisotrope.....	41
<i>a) La gravure chimique</i>	<i>41</i>
<i>b) La gravure physique</i>	<i>42</i>
<i>c) La gravure plasma</i>	<i>43</i>
4- Elaboration de médias prégravés pour l'enregistrement magnétique.....	44
4-1 Procédé d'impression.....	44

4-2 Ouverture de l'épaisseur résiduelle h_r	44
4-3 Transfert dans le substrat de Si	45
5- Uniformité de pressage	46
5-1 Influence de l'épaisseur résiduelle	46
5-2 Influence de la densité des motifs et des déformations du moule.....	47
5-3 Influence de la taille des plaques et de leur séparation	48
Conclusion.....	50
Chapitre 3 Propriétés magnétiques des médias discrets.....	53
1- Couche magnétique de stockage	54
1-1 Propriétés recherchées	54
1-2 Méthode de dépôt : la pulvérisation cathodique	54
2- Propriétés magnétiques des couches à anisotropie perpendiculaire	56
2-1 Cristallographie et généralités des multicouches Co/Pt.....	56
2-2 Anisotropie et aimantation	57
<i>a- Anisotropie magnétocristalline</i>	<i>57</i>
<i>b- Anisotropie de surface</i>	<i>57</i>
<i>c- Energie démagnétisante</i>	<i>58</i>
<i>d- Anisotropie effective.....</i>	<i>58</i>
3- Caractérisation magnétique des échantillons pré-gravés.....	59
3-1 Structure en domaines magnétiques.....	59
3-2 Couplages directs et indirects	60
3-3 Hystérésis et coercivité	61
3-4 Distribution de champs de retournement	62
4- Etude dynamique du renversement des plots.....	64
4-1 Aspect théoriques.....	64
<i>a- Expression de ΔE</i>	<i>65</i>
<i>b- Temps de relaxation</i>	<i>66</i>
<i>c- Distribution de barrières.....</i>	<i>66</i>
<i>d- Régime précessionnel ou forcé</i>	<i>67</i>
4-2 Variation du champ coercitif vs. vitesse de balayage	67
4-3 Viscosité magnétique	70
4-4 Renversement au GHz : utilisation d'une tête d'écriture	72
Conclusion.....	74
Chapitre 4 Fonctionnement en écriture/lecture des médias discrets.....	79
1- Le testeur quasi-statique	80
1-1 Description du testeur	80
1-2 Procédure d'écriture et de lecture	81

2- Conditions de synchronisation.....	84
2-1 Influence du déphasage à l'écriture sur la synchronisation	84
<i>a- Mesure sur des pistes linéaires</i>	<i>84</i>
<i>b- Mesure sur des pistes circulaires.....</i>	<i>87</i>
2-2 Influence du courant d'écriture sur la synchronisation.....	89
2-3 Ecriture en foot-print.....	91
3- Médias multiniveaux.....	93
3-1 Elaboration des médias multiniveaux	93
3-2 Ecriture/lecture des médias discrets multiniveaux.....	94
Conclusion.....	97
Chapitre 5 Analyse du bruit.....	101
1- Le bruit dans les médias continus.....	102
1-1 Les perturbations du signal dans un disque dur : vue générale.....	102
1-2 Les différentes sources de bruit dans les médias continus.....	104
<i>a- Bruit de transition</i>	<i>104</i>
<i>b- Bruit particulière</i>	<i>104</i>
<i>c- Bruit de modulation.....</i>	<i>105</i>
2- Analyse de bruit des médias discrets.....	105
2-1 Mesure de SNR par corrélation.....	105
2-2 Mesure expérimentale du SNR	106
<i>a- Mesure du SNR en fonction de la longueur des bits</i>	<i>107</i>
<i>b- Mesure de SNR sur des PRBS</i>	<i>110</i>
Conclusion.....	114
Conclusion générale	117
Annexe A Les différentes techniques de lithographie par impression	119
Annexe B Description de l'effet Kerr	123
Annexe C Champ émis par la tête d'écriture - Modèle de Karlqvist	125
Annexe D Quelques rappels de probabilités	128

Introduction

Les progrès récents autour de la conservation des données ont entraîné l'avènement du disque dur, dont la méthode d'enregistrement basée sur la rémanence des matériaux magnétiques, n'a jamais été égalée au niveau de sa fiabilité. Il existe bien évidemment nombre d'autres techniques de rétention de l'information, toutes caractérisées par leur temps d'accès, leur durée de vie, leur temps de cycles, leur capacité de stockage, et qui peuvent utiliser des propriétés physiques relativement différentes comme support de codage. On distinguera les mémoires à l'état solide, qui ont la particularité de ne faire intervenir aucun mouvement mécanique pour écrire et lire l'information. Dans cette catégorie, nous trouvons les mémoires semi-conductrices (EEPROM, FLASH) qui stockent les données par le niveau de charge de la grille, les mémoires à changement de phase, et les toutes récentes mémoires MRAM qui utilisent des matériaux complexes présentant des effets magnétorésistifs forts (jonction tunnel magnétiques en l'occurrence).

En ce qui concerne plus particulièrement l'enregistrement magnétique, il existe plusieurs médias, qu'ils soient souples ou rigides, qui permettent l'enregistrement et la conservation (disque dur et bande magnétique). Pour stocker à long terme une grande quantité d'informations, la bande magnétique n'a jamais été supplantée par d'autres technologies. Cependant, l'activité économique contemporaine est grande consommatrice de données, dont l'accès doit être très rapide, ainsi que l'écriture. Les industriels ont donc mis l'accent ces dernières décennies au développement du disque dur, et à l'optimisation de ces temps d'accès, d'écriture et de sa capacité de stockage.

Son invention date des années 50 avec le RAMAC d'IBM (1954) qui affichait une densité de l'ordre de 2kBit/in^2 . Aujourd'hui, on peut trouver sur le marché des disques de 750Go, et il est prévu durant l'année 2007 la commercialisation de plusieurs générations de nouveaux disques d'un To basés sur l'enregistrement perpendiculaire (PMR). La densité surfacique dans ce cas est de plus de 200Gbit/in^2 , soit une progression de 8 ordres de grandeur par rapport au RAMAC. D'ailleurs, une autre remarque éloquent pourrait être faite des microdrives embarqués tels que ceux que l'on trouve sur un iPod qui peuvent stocker 60Go de données, soient 12000 fois plus que le RAMAC qui pesait près d'une tonne (160g pour un iPod) ! Aujourd'hui le marché du disque dur est porteur et en mutation constante avec des leaders mondiaux comme Seagate, Western Digital ou Hitachi GST, qui introduisent de

nouveaux disques à intervalles réguliers. Pour exemple, Seagate a vendu au troisième trimestre 2006 environ 39 millions de disques dans le monde !

Ces progrès spectaculaires ont été possibles grâce aux efforts technologiques faits durant les 60's, notamment lors de la conquête spatiale pour la maîtrise du vide (amélioration considérable des méthodes de dépôt de couches minces), et ces dernières décennies, avec l'avènement de la microélectronique et des techniques de miniaturisation. Un disque dur est en fait un ensemble de systèmes nanométriques, dits grains, dont l'extension spatiale avoisine la dizaine de nanomètres. Ces grains sont porteurs de l'information stockée par l'intermédiaire de l'aimantation qu'ils portent. Un bit élémentaire représente un nombre réduit de grains, *i.e.* un domaine magnétique. Les évolutions visant à l'augmentation des densités surfaciques ont d'abord été de diminuer la taille des grains, d'en minimiser le nombre par bit, et enfin plus récemment, de faire passer l'aimantation d'une configuration planaire, à une configuration perpendiculaire. On estime par exemple qu'en 2007, 75% des disques vendus par Seagate seront des disques à PMR. Mais ces évolutions n'emmèneront pas les densités à l'infini, car la technologie actuelle contient intrinsèquement une limite, dite *limite superparamagnétique*, qui rend les bits écrits instables à cause de leur taille réduite.

Plusieurs solutions ont été envisagées pour pallier à ce problème thermique. On peut citer ici l'enregistrement thermiquement assisté, les médias couplés avec des couches antiferromagnétiques, ou encore les médias discrets. Ces derniers sont vus comme l'alternative la plus plausible aux médias continus actuels, qu'ils soient longitudinaux, ou perpendiculaires.

Les médias discrets sont en fait une assemblée de plots magnétiques découplés les uns des autres, où chaque nanostructure est porteuse d'un bit d'information. Au laboratoire SPINTEC a été développée ces dernières années une approche originale dite de médias prégravés, où la couche sensible est déposée sur les sommets de structures préformées par avance dans le Si par lithographie électronique et gravure chimique.

Dans cette thèse, nous avons poursuivi cette approche en développant une technique de réplique compétitive et largement intégrable dans le monde industriel : la nanoimpression. Les médias étudiés ont donc été reproduits par une nanoimpression préalable dans le Si, suivie d'un dépôt par pulvérisation cathodique de couches à aimantation perpendiculaire sur l'ensemble des structures.

Dans une première partie, nous détaillerons les différentes étapes de cette technique lithographique et nous montrerons les résultats obtenus, tant au niveau des propriétés structurales, mais aussi magnétiques, des échantillons. Dans une deuxième partie, nous

présenterons les tests technologiques menés en conditions quasi-statiques concernant les caractéristiques liées à l'enregistrement (écriture, lecture, dispersion, bruits, stabilité thermique). Nous nous attacherons à montrer dans cette thèse que les médias discrets obtenus par nanoimpression sont plus qu'une curiosité du laboratoire mais ils sont devenus l'alternative aux médias continus.

Chapitre 1

L'enregistrement magnétique : état de l'art et évolutions

L'enregistrement magnétique sur disques durs demeure le moyen le plus fiable et le plus économique pour stocker massivement des informations sur au moins une décennie.

Les recherches menées en laboratoire ces 50 dernières années ont eu pour objet l'augmentation des densités de stockage et l'amélioration des performances d'écriture et de lecture (vitesse et efficacité, taux de transfert et temps d'accès).

La technologie utilisée dans les disques durs actuels se heurte à une limite physique, appelée limite superparamagnétique, qui met un frein considérable à l'augmentation des densités. Pour pallier à ce problème, des solutions alternatives sont envisagées, qui doivent permettre à court et moyen terme l'accès aux ultra-haute densités (typiquement au-delà d'un Tbit/in²)

Dans ce premier chapitre nous passerons en revue tout d'abord les principes et les éléments de base de l'enregistrement magnétique ainsi que les limites de la technologie conventionnelle dite longitudinale. Nous aborderons enfin les différentes solutions proposées pour atteindre les ultra-hautes densités, et nous montrerons que les médias discrets sont l'une des plus compétitives.

1- Etat de l'art de l'enregistrement magnétique

1-1 Principe

Dans un disque dur, l'information est stockée numériquement en utilisant la rémanence d'un matériau ferromagnétique à anisotropie uniaxiale. Il est associé aux deux états stables d'aimantation en champ nul les 0 et 1 du codage binaire comme on peut le voir sur la figure.1. La couche sensible d'un disque dur est alors divisée en domaines magnétiques dont l'aimantation peut être orientée soit dans le plan (enregistrement longitudinal), soit hors du plan (enregistrement perpendiculaire) du disque. La lecture des états d'aimantation par une tête, *i.e.* de l'orientation locale de l'aimantation, se fait par une détection des champs de fuite à la surface du média. La position de ces champs de fuite en fonction du mode d'enregistrement (longitudinal ou perpendiculaire) varie. Dans le cas longitudinal, les domaines étant orientés dans le plan du disque, les champs de fuite sont localisés au niveau des parois de domaines magnétiques qu'on appelle zones de transition ou transitions (voir figure.2). Dans le cas perpendiculaire, ce sont les bits eux-mêmes qui rayonnent.

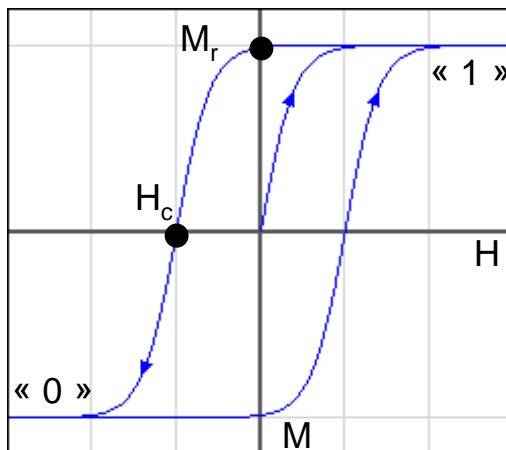


Figure 1 : Dans un média d'enregistrement, il est associé à l'état de rémanence magnétique les 0 et 1 binaires. Pour passer d'un état à un autre, *i.e.* pour écrire une information, la tête d'écriture génère un champ supérieur au champ de saturation H_s .

Les deux tâches d'écriture et de lecture sont effectuées par la même tête comprenant une partie inductive pour l'écriture et une partie magnétorésistive pour la lecture. La tête vole au-dessus du disque à une hauteur d'approximativement 10nm. Cette distance est gardée constante grâce à un ensemble de micro actionneurs très performants et à un aérodynamisme particulier du patin de vol sur lequel la tête est montée. Pour assurer le bon positionnement de la tête par rapport aux centres des pistes, notamment en phase de lecture, le média est divisé en secteurs, dont certains sont dédiés au positionnement de la tête grâce à des séquences de

bits (servo patterns) spécifiques, généralement pré-écrites lors du formatage du média. Le milieu d'enregistrement est constitué d'un matériau magnétiquement dur à base d'alliage CoCrPt (forte coercitivité) déposé sur un substrat non magnétique rigide (ex, disque dur en Aluminium ou en verre).

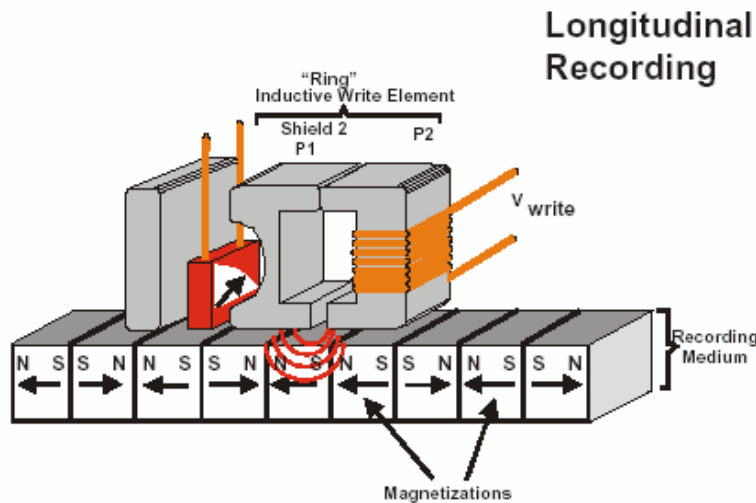


Figure 2 : La tête d'écriture inscrit des domaines magnétiques dans le média d'enregistrement. Entre chaque domaine adjacent, ou bit, existe une zone tampon appelée zone de transition. Dans le cas de l'enregistrement longitudinal, l'aimantation pointe dans le plan du disque. Les champs de fuite sont localisés au niveau des transitions et sont détectés par l'élément magnétorésistif de la partie lecture de la tête.

1-2 Evolution des densités

Depuis l'invention du premier disque dur par IBM en 1956, la densité de stockage a été multipliée par plus d'un million (figure.3). Cette impressionnante évolution s'explique par un constant effort de recherche, mené de front par les laboratoires et les industriels [7]. Même si le principe de base du stockage n'a pas changé depuis les années 60, les systèmes se sont relativement miniaturisés (dû au développement accru des techniques lithographiques), et les médias ont été optimisés au niveau de la taille des grains, de leur texture et des propriétés d'anisotropie et d'aimantation (amélioration des méthodes de dépôt sous vide). L'introduction d'une nouvelle technologie pour la lecture des données à partir des années 90, basée sur l'effet de magnétorésistance géante [5,6], a permis d'accroître les densités de 60%/an. En effet, avant que la vanne de spin ne devienne incontournable dans les têtes de lecture, la détection des champs de fuite, et donc des bits à la surface du disque, se faisait par induction (figure.4). La répartition spatiale des bits sur le média (densité linéaire, densité de piste) ainsi que les rapports d'aspect ont été optimisés au cours des différentes générations de disques durs (voir figure.5 et 6). Aujourd'hui il faut entre 50 et 100 grains magnétiques pour stocker un bit.

Dans un futur proche, l'évolution des densités surfaciques risque de ralentir, voire de stagner, car la physique même du stockage de l'information sur des couches minces

granulaires ne permet pas une réduction sans fin de la taille des grains et de leur nombre par bit élémentaire. En particulier, pour des tailles critiques, l'information ne peut plus être stockée de façon stable à cause de l'agitation thermique (la limite superparamagnétique sera présentée dans les sections suivantes) qui provoquent des renversements spontanés de l'aimantation dans les grains.

D'une manière générale, la densité surfacique de stockage a pu être développée au cours des 40 dernières années grâce aux évolutions parallèles des médias et des têtes, et aux efforts faits dans d'autres domaines de la physique, comme la mécanique des fluides (vol de la tête sur le disque), la microélectronique (lithographie des têtes, diminution de la taille des gaps d'écriture et de lecture), les matériaux (optimisation des propriétés des médias, des pièces polaires des têtes d'écriture), le traitement du signal (codage/décodage des données inscrites)...

Les médias discrets, qui font l'objet de cette étude, sont attendus à l'horizon 2010 sur le marché. Un important effort de recherche devra être mis en œuvre pour leur intégration dans tous les domaines cités ci avant. Ils sont un enjeu intermédiaire entre les couches minces continues et le stockage moléculaire et l'ordinateur quantique.

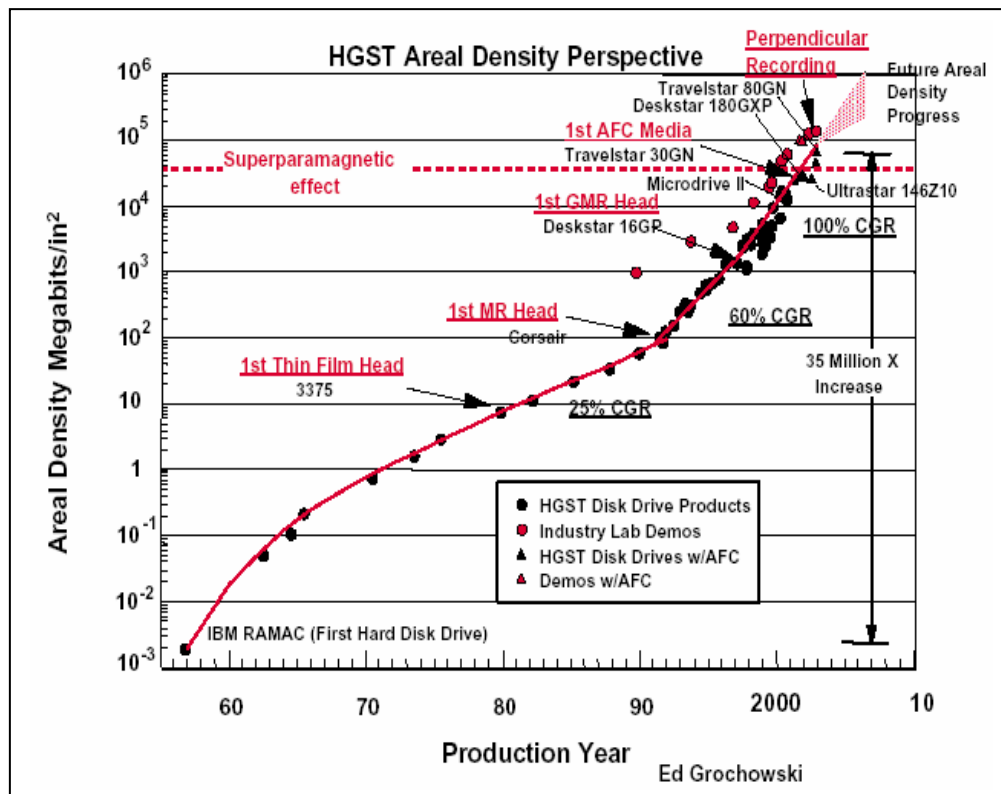


Figure.3 : Evolution de la densité de stockage magnétique dans le temps selon [15].

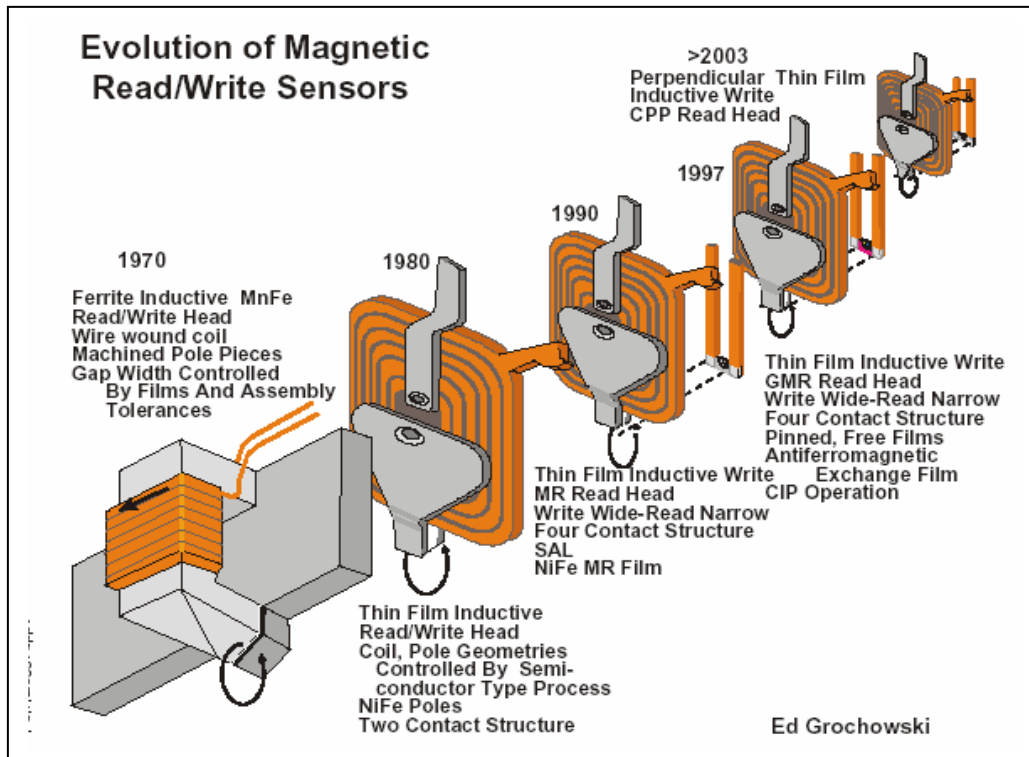


Figure.4 : Evolution des têtes d'écriture/lecture dans le temps selon [15].

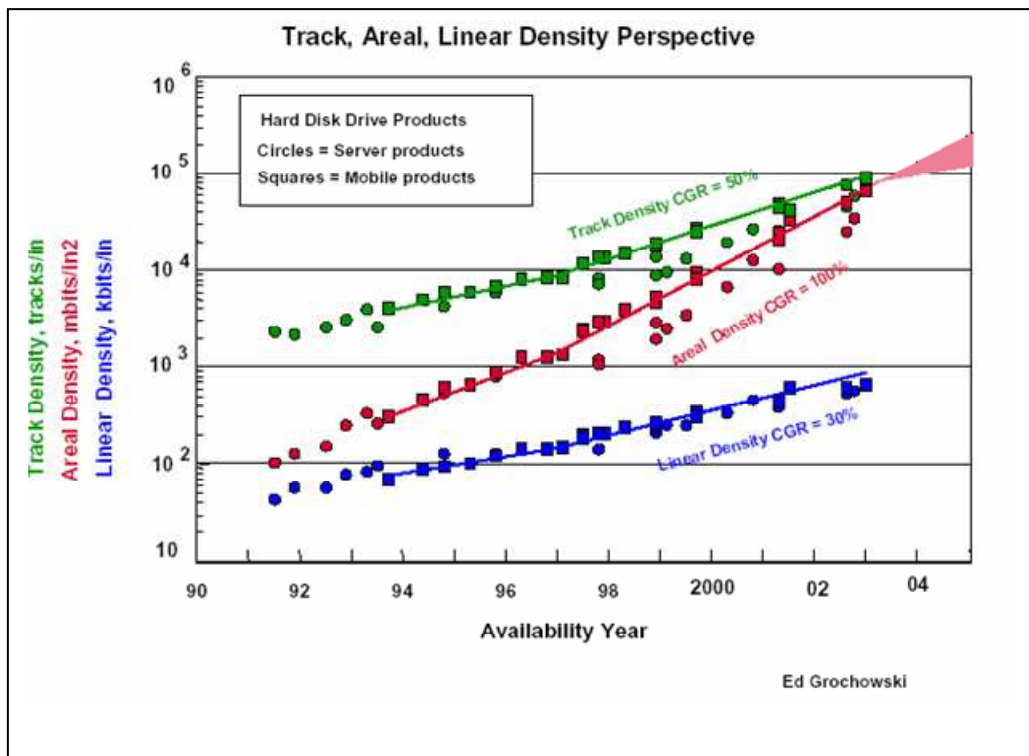


Figure.5 : Evolution de la densité linéaire, surfacique et de pistes de stockage magnétique dans le temps selon [15].

1-3 Les têtes d'écriture-lecture

a- Fonction d'écriture

L'écriture des données est accomplie par la partie inductive de la tête. Cette dernière est constituée d'un micro électroaimant coupé d'un entrefer étroit positionné en regard du média à écrire. La position du bobinage d'induction dépend de la génération de tête, longitudinale ou perpendiculaire.

La nature du matériau constitutif du circuit magnétique est déterminée par plusieurs paramètres prépondérants. Le champ maximum généré dans l'entrefer est l'aimantation saturante M_s du matériau : celle-ci doit donc être suffisamment élevée pour que l'écriture du média à forte coercitivité ait lieu. Le matériau du circuit doit en outre présenter une grande perméabilité relative μ_r afin d'assurer un transfert maximum de la force magnétomotrice générée par la bobine (NI) vers l'entrefer, (N est le nombre de spires, I est le courant d'excitation de la bobine). Cela définit l'**efficacité** de la tête, fraction de flux qui atteint l'entrefer.

L'information à enregistrer est transformée en un signal électrique qui circule dans la bobine d'excitation de l'électroaimant. Le courant d'écriture prend deux valeurs $\pm I_{\text{ecc}}$ générant un champ dans l'entrefer supérieur en valeur absolue au champ de saturation du média. L'aimantation du média est modifiée d'une façon très locale en formant une suite de petits domaines magnétiques d'aimantation $+M_r$ ou $-M_r$, (M_r étant l'aimantation à la rémanence). Entre deux domaines successifs d'aimantations opposées, il existe une zone de transition où l'aimantation fluctue. L'étendue spatiale de cette zone, appelée **largeur de transition**, ainsi que sa forme, dépend des caractéristiques du milieu d'enregistrement, mais aussi de celles de la tête d'écriture (rapport d'aspect de l'entrefer). Elle est liée directement à la densité (nombre de changements de flux par unité de longueur) que peut contenir le support.

b- Fonction de lecture

La lecture des données est assurée par un élément magnétorésistif, dont la variation de résistance induite par les champs de fuite du média, est traduite en variation de tension.

Le capteur incorporé dans les têtes de lecture actuelles est une vanne de spin (spin-valve) constituée d'un élément à magnétorésistance géante (GMR) ou à magnétorésistance tunnel (TMR). Ces systèmes comprennent deux couches magnétiques séparées par une

couche (non-magnétique métallique ou isolante) [5]. L'aimantation de l'une des couches magnétiques est piégée dans une direction fixe par interaction d'échange avec une couche antiferromagnétique. L'autre couche magnétique est constituée d'un matériau doux (principalement Permalloy $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$) dont l'aimantation s'oriente facilement dans la direction du champ dans lequel l'élément magnétorésistif est plongé (ici le champ rayonné par le média). Lorsqu'un courant circule dans la structure, le changement d'orientation relative des aimantations des deux couches produit une variation de résistance : c'est le phénomène de magnétorésistance géante initialement découvert dans les multicouches (Fe/Cr) [6].

Ainsi, dans une tête de lecture, la variation de résistance de la vanne de spin est directement reliée au champ de fuite du média, et plus particulièrement à son intensité et à sa polarité. La distance de vol par rapport au disque doit être optimisée, puisque l'intensité du champ de fuite décroît drastiquement avec cette dernière. Les blindages situés de chaque côté du capteur (voir figure.2) canalisent les lignes de fuite sous le gap de lecture, afin d'optimiser la résolution spatiale le long de la piste d'enregistrement et le rapport signal sur bruit (SNR). La détection des bits, *i.e.* de la polarité d'un domaine magnétique (dans le cas perpendiculaire), ou d'une transition (dans le cas longitudinal), nécessite de faire une lecture efficace en temps réel de la résistance de l'élément de lecture.

1-4 Le média d'enregistrement

a- Couche sensible

Les médias magnétiques sont des couches minces polycristallines d'alliage à base de Co, d'épaisseur avoisinant la dizaine de nm, et déposées par des procédés industriels tels que la pulvérisation cathodique. Les éléments d'addition au Co sont par exemple le Cr ou le Ta, le B ou le C [8,9]. L'alliage croît généralement en structure hexagonale compacte, avec l'axe c (selon les plans denses), orienté dans le plan ou perpendiculairement au plan, correspondant à l'enregistrement longitudinal ou perpendiculaire (figure.6).

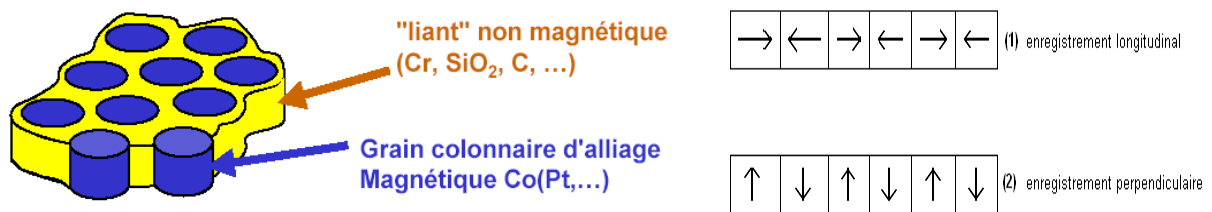


Figure.6 : Les médias sont des couches polycristallines à base de Co dont les grains sont découplés grâce à des éléments d'addition tels que le Cr ou le C. Les deux modes d'enregistrement longitudinal (1) ou perpendiculaire (2) dépendent de l'orientation de l'aimantation par rapport au plan du disque.

Les cristallites de ces couches sont petites, d'un diamètre inférieur à 10nm, (8-10nm) et relativement monodisperses. Un bit est constitué d'un nombre fini de grain (10-100 selon les générations de disques aujourd'hui) et représente un domaine magnétique. Les grains sont relativement découplés afin d'écrire les domaines les plus petit possibles et de stabiliser les transitions. Les éléments d'addition tels que le Cr ont pour rôle le découplage des grains, car ils ont la propriété de migrer aux joints de grains, lors du dépôt, et sous l'influence de la température. Les autres éléments agissent à la fois sur les propriétés structurales et les propriétés magnétiques. La coercitivité des médias d'enregistrement est en effet assez élevée (champ de renversement de l'ordre de 0.5-1T [9,10]). Elle peut être reliée à une bonne croissance de la couche en structure hcp, à la qualité de la texture, et en général, à l'anisotropie de la couche. Même si le champ coercitif reste une qualité extrinsèque d'une couche mince, les paramètres intrinsèques comme la constante d'anisotropie permettent de l'ajuster (l'ajout du Pt au fort couplage spin orbital agit dans ce sens).

b- Couches de croissances et tribologiques

Le disque de diamètre 2,5 pouces (6.35cm) ou 3,5 pouces (8.89cm), sur lequel croissent les différentes couches, est un disque rigide en alliage d'Al. Il doit être résistant puisqu'il tourne à des vitesses de rotation importantes (actuellement (2007) la vitesse de rotation est comprise entre 3600 et 15000 tours/minute). Sur ce disque, une couche de NiP d'épaisseur micrométrique permet une bonne adhésion des couches déposées, une faible rugosité de la surface et contribue à donner au matériau la texture nécessaire pour l'obtention des propriétés magnétiques recherchées (en particulier la forte coercitivité). La couche

tampon de Cr (10-20nm) permet de renforcer la bonne structure cristallographique du médium qui est un alliage hexagonal à base de Co (10-20nm). Enfin la partie tribologique du disque est constituée d'une couche de carbone diamant recouverte d'un lubrifiant. Une coupe verticale de l'ensemble « disque » est présentée sur la (figure.7).

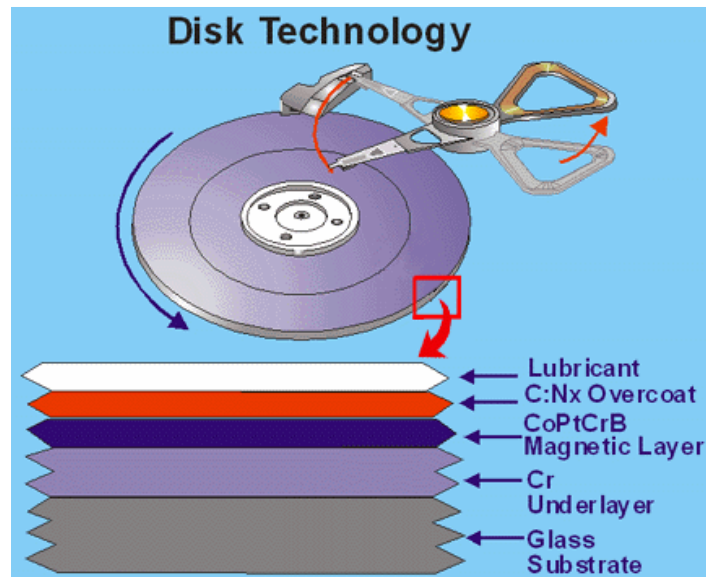


Figure.7 : Représentation schématique des différentes couches constitutives d'un disque dur d'ordinateur.

2- Les limites de la technologie d'enregistrement longitudinal

2-1 Largeur de transition

Dans un média d'enregistrement planaire, le champ de fuite rayonné par une transition est proportionnel à l'aimantation effective du média $M_r \delta$ où M_r est l'aimantation à la rémanence et δ l'épaisseur de la couche magnétique. Pour augmenter la densité linéaire de stockage, il faut réduire la largeur de transition. Cette dernière est caractérisée par un paramètre de transition a qui dépend des caractéristiques de la tête d'écriture, ainsi que de la largeur démagnétisante $M_r \delta H_c$ de la couche magnétique (H_c est le champ coercitif du média. Il est typiquement de l'ordre de 10kOe pour l'enregistrement longitudinal). Afin de réduire ce paramètre, il est possible d'augmenter le champ coercitif en agissant par exemple sur l'anisotropie du média, mais cela reste limité par le champ maximum généré par la tête pour écrire l'information. Un autre moyen est de réduire le produit $M_r \delta$ mais il est très limité par la

lecture (Il faut que le champ magnétique rayonné par le disque demeure suffisant pour produire un signal exploitable). Le paramètre ultime pour minimiser les transitions est en effet la taille des bits mais il se heurte alors à la limite superparamagnétique du grain magnétique individuel.

2-2 Limite superparamagnétique.

Les média magnétiques peuvent être vus comme une assemblée de grains magnétiques découplés possédant chacun deux états d'aimantation orientés suivant leur axe de facile aimantation. Le passage d'un état à l'autre peut se faire sous l'action d'un champ extérieur, ou/et de la température. En effet, une barrière de potentiel sépare les deux états d'aimantation et le franchissement de cette barrière est thermiquement activé. Dans un modèle de Néel-Arhénius, le temps de renversement moyen de la barrière est donné par : $\tau = \tau_0 e^{\Delta E / k_B T}$ où τ_0 (typiquement $\sim 10^{-9}$ s) représente la période d'oscillation de l'aimantation au fond de son puit de potentiel (voir figure.8 ci-dessous),

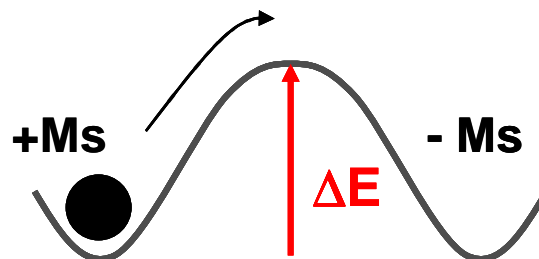


Figure.8 : Barrière d'énergie à franchir pour la particule pour changer d'état d'aimantation.

ΔE la hauteur de barrière d'énergie qui s'oppose au renversement et $k_B T$ l'énergie d'activation thermique. La barrière d'énergie est dans le cas le plus simple le produit de l'anisotropie effective K_{eff} et du volume renversé, soit le volume du grain. En champ nul, à la rémanence, le renversement spontané de l'aimantation dans un grain est possible lorsque la barrière d'énergie est petite devant le terme $k_B T$. Plus simplement, si l'on veut stocker de l'information, stable pour au moins dix années, il faut vérifier selon la relation de Néel-Arhénius $\Delta E > 40 k_B T$ (avec un temps τ_0 de 1 ns).

Les média actuels (alliages du type CoCrPt) ont des anisotropies magnétiques de l'ordre de $2.2 \cdot 10^5 \text{ J/m}^3$. La condition de stabilité magnétique pendant au moins 10ans impose pour cette

anisotropie un volume de grains minimum de 8nm. A 100Gbit/pouce², chaque bit à une taille d'environ 125nm*50nm. On a donc 6 à 7 grains par bit parallèlement à la piste et une quinzaine transversalement à la piste, soit environ 100 grains par bit en tout. C'est vraiment un minimum pour garder un rapport signal sur bruit suffisant à la lecture. C'est pourquoi la technologie classique est très proche maintenant de la limite superparamagnétique.

2-3 Limite démagnétisante

Les champs démagnétisants ont tendance à effacer les informations puisqu'ils sont un moteur au renversement. Ces effets viennent s'ajouter à l'activation thermique et réduisent encore la taille superparamagnétique en géométrie longitudinale.

Il existe une taille limite de bit ainsi qu'une largeur de transition minimale pour éviter la génération de renversements spontanés. En enregistrement planaire, le champ démagnétisant augmente au fur et à mesure que la largeur du bit diminue, ce qui tend à rendre l'information de plus en plus instable. En géométrie perpendiculaire, il en va différemment : les champs démagnétisants diminuent avec la dimension latérale des bits (pour une épaisseur donnée) ce qui permet de repousser l'impact des champs démagnétisants sur la limite superparamagnétique (voir figure.9).

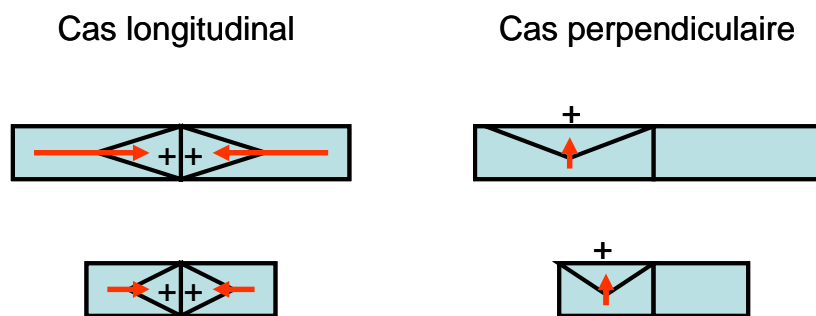


Figure.9 : Les champs démagnétisants peuvent être vus comme l'angle solide qui s'appuie au centre du bit. Ainsi il est clair que dans le cadre d'une augmentation des densités, et donc d'une diminution de la taille des bits, le cas perpendiculaire est le plus favorable.

3- Les alternatives de l'enregistrement magnétique sur disque dur

3-1 Enregistrement Perpendiculaire

Avant même la sortie du prometteur RAMAC en 1956, IBM avait lancé un projet de nouvelle génération de disque basée sur l'enregistrement perpendiculaire (Advanced Disk

File), dont les objectifs étaient déjà d'augmenter les performances du RAMAC [11]. Mais cet essai prématuré s'est conclu sur un échec, ce qui a entraîné le développement du mode d'enregistrement longitudinal, qui a perduré jusqu'à aujourd'hui. Parallèlement, les médias à anisotropie perpendiculaire n'ont jamais cessé d'être étudiés, notamment à cause de leurs implications dans l'enregistrement magnéto-optique. Durant les années 90, on trouve de nombreuses publications, en particulier dans les journaux japonais, mais aussi européens ou américains, traitant d'alliage CoPt, voire de systèmes à multicouches Co/Pt [3,12,13].

L'enregistrement perpendiculaire, déjà intégré dans des disques durs sur le marché (Travelstar 5K160 d'Hitachi, Momentus 5400.3 de Seagate avec une capacité de 160GB en format de 2.5 pouce destiné aux ordinateurs portables, par exemple), permet de repousser la limite superparamagnétique en limitant les effets démagnétisants (voir sections précédentes), tout en réduisant la taille des bits élémentaires. Aussi, en utilisant une sous-couche magnétique douce, il est possible d'accroître le champ d'écriture d'un facteur deux, ce qui permet d'utiliser des médias plus épais et plus durs magnétiquement pour assurer une bonne stabilité thermique.

Comme l'indique son nom, l'enregistrement perpendiculaire est basé sur l'utilisation de médias magnétiques qui présentent une anisotropie perpendiculaire au plan du média. Il consiste à utiliser une tête d'écriture perpendiculaire avec le média déposé sur une sous couche magnétique douce (figure.10). La tête est constituée d'un petit pôle pour l'écriture séparée par un entrefer d'un large pôle destiné à collecter le flux. La sous couche douce sert à canaliser le flux du pôle d'écriture au collecteur, ce qui fait d'elle une partie de la tête.

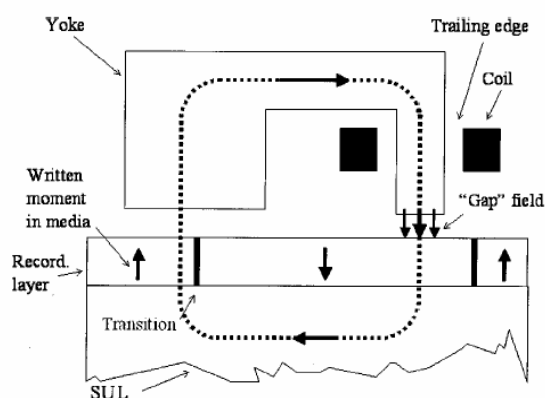


Figure.10 : Présentation schématique du mode d'enregistrement perpendiculaire, en utilisant une tête perpendiculaire et une sous couche magnétique douce.

3-2 Enregistrement thermomagnétique

L'enregistrement thermomagnétique (Thermally Assisted Magnetic Recording) est un concept qui utilise la dépendance en température de l'anisotropie du média magnétique. Il est aussi connu sous le nom d'enregistrement hybride puisqu'il combine la technologie classique d'enregistrement magnétique et l'enregistrement magnéto-optique en appliquant un champ d'écriture local assisté par un chauffage thermique. Il peut s'appliquer aux médias longitudinaux ainsi qu'aux médias perpendiculaires.

Le principe de base de cette méthode consiste à réduire le champ de retournement des grains magnétiques à écrire en chauffant instantanément et localement le média durant l'étape d'écriture. Le média est ensuite refroidi immédiatement à la température ambiante pour mémoriser l'information.

Un tel système autorise l'écriture sur des médias à très forte anisotropie, très durs magnétiquement, et peu inscriptibles avec une tête traditionnelle et purement inductive, dans le but de repousser la limite superparamagnétique et d'utiliser des grains encore plus petits.

Malgré le potentiel important de cette technologie, elle reste encore hâtive. Contrairement à l'enregistrement perpendiculaire, l'implantation de l'enregistrement thermomagnétique dans l'industrie du disque dur demande des changements considérables dans l'architecture du système et de la tête d'écriture à laquelle il faut rajouter une source de chauffage très localisée et très rapide. La faisabilité de l'enregistrement thermomagnétique a néanmoins été démontrée expérimentalement en utilisant un laser comme source de chauffage [14], ou en utilisant une pointe chauffante et un média en silicium poreux [16].

3-3 Enregistrement sur média discret

Le concept de média discret est le plus éloigné des technologies actuelles et il est pourtant pressenti comme l'alternative la plus plausible pour atteindre des densités supérieures au Tbit/in². Il s'agit en fait d'un découpage régulier de la couche magnétique en éléments fortement submicroniques par des techniques lithographiques [20]. Ainsi, au lieu d'avoir une centaine de grains magnétiques par bit, un seul grain (de volume thermiquement stable) par plot est suffisant pour assurer la mémorisation des données.

L'insertion de ce type de média dans l'industrie du disque dur passe par plusieurs défis à relever, notamment en ce qui concerne le vol de la tête au-dessus du média, la synchronisation spatiale de l'écriture, ainsi qu'au niveau de la méthode de réplique des substrats structurés qui doit être à moindre coût et à haut rendement.

Dans ce contexte, à SPINTEC, il a été développé une méthode originale pour la fabrication de médias discrets que l'on appelle pré-graver [1,2,3,4]. Elle consiste à fabriquer des réseaux de plots en silicium par lithographie et gravure, et ensuite déposer le matériau magnétique. Cette technique rassemble plusieurs avantages : il n'y a pas de traitement supplémentaire du média après le dépôt magnétique ce qui assure la liberté de déposer des matériaux différents. Hormis les problèmes de tribologie et de synchronisation, l'inconvénient des médias pré-gravés réside dans la difficulté de déposer une sous couche magnétique douce qui permettra de focaliser le champ d'écriture en utilisant des têtes d'écritures pour l'enregistrement perpendiculaire.

Les travaux présentés dans cette thèse ont été réalisés sur deux types de plots : des plots pré-gravés avec une multicouche de Co/Pt fabriqués par la technique de la nanoimpression en collaboration avec le LTM, et des plots magnétiques répartis en pistes circulaires gravés directement dans la couche magnétique en alliage de CoCrPt réalisés chez Seagate par lithographie électronique.

Conclusion

Nous avons présenté dans ce chapitre brièvement le principe et les éléments de base de l'enregistrement magnétique. Nous avons aussi passé en revue les évolutions de l'enregistrement magnétique sur disque dur en examinant les phénomènes physiques qui s'opposent à l'évolution de la densité de stockage des médias continus. La communauté de l'enregistrement magnétique est convaincue que le problème majeur est lié au média, pour lesquels le volume des grains ne peut pas être réduit sans fin (8nm pour un média de CoCrPt avec une constante d'anisotropie effective de $K_{eff}=2.2 \cdot 10^5 \text{J/m}^3$).

L'enregistrement perpendiculaire offre la possibilité d'augmenter la densité de stockage d'un ordre de grandeur au-delà de la limite de stabilité thermique associée à l'enregistrement longitudinal. Des disques dur adoptant cette technologie sont déjà mis sur le marché par plusieurs fabricants. Cependant, dans le but d'atteindre les ultra hautes densités, au-delà du Tbit/in², les médias discrets sont présentés comme les candidats potentiels. Ces types de médias font l'objet des travaux présentés dans cette thèse. Des études concernant leur fabrication, leur écriture/lecture et leur analyse de bruit seront présentés dans les chapitres suivants.

Références

- [1] S. Landis. Réseaux de plots magnétiques sub-microniques réalisés à partir de substrats pré-gravés, *Thèse de l'Université Joseph Fourier*, (2001).
- [2] J. Moritz. Enregistrement ultra-haute densité sur réseau de plots magnétiques nanométriques à aimantation perpendiculaire au plan. *Thèse de l'Université Joseph Fourier*, (2003).
- [3] S. Landis, B. Rodmacq, and B. Dieny. Domain structure of magnetic layers deposited on patterned silicon. *Appl. Phys. Lett.* **75** (1999) 2473.
- [4] J. Moritz, B. Dieny, J. P. Nozières, S. Landis, A. Lebib and Y. Chen. Domain structure of magnetic dots prepared by nanoimprint and e-beam lithography. *J. Appl. Phys.* **91** (2002) 7314.
- [5] B. Dieny, V. S. Speriosu, S. S. P. Parkin, B. A. Gurney, D. R. Wilhoit and D. Mauri. Giant magnetoresistance in soft ferromagnetic multilayers. *Phys. Rev.* **B.43** (1991) 1297.
- [6] M.N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert, F. Nguyen Van Dau and F. Petroff. Giant magnetoresistance in (Fe/Cr) multilayers, *Phys. Rev. Lett.* **61**, (1988) 2472.
- [7] D. A. Thompson and J. S. Best. The future of magnetic data storage technology. *IBM J. Res. DEVELOP.* **44** (2000) 311.
- [8] A. Moser, K. Takano, D. T. Margulies, M. Albrecht, Y. Sonobe, Y. Ikeda, S. Sun and E. Fullerton. Magnetic recording: advancing into the future. *J. Phys. D: Appl. Phys.* **35** (2002) 157.
- [9] H. N. Bertram. Theory of magnetic recording. *Cambridge Press*, (1994).
- [10] S. X. Wang and A. M. Taratorin. Magnetic information storage technology. *Academic Press*, (1999).
- [11] A. S. Hoagland, History of Magnetic Disk Storage Based on Perpendicular Magnetic Recording, *IEEE Trans. Magn.* **39** (2003) 1871.
- [12] J. P. Hu and P. Lin, High-Coercivity CoPt Alloy Films Grown by Sputtering. *IEEE Trans. Magn.* **32** (1996) 4096.
- [13] T. Aoyama, S. Okawa, K. Hattori, H. Hatate, Y. Wada, K. Uchiyama, T. Kagotani, H. Nishio, I. Sato. Fabrication and magnetic properties of CoPt perpendicular patterned media. *J. M.M.M.* **235** (2001) 174.
- [14] M. Alex, A. Tselikov, T. McDaniel, N. Deeman, T. Valet, and D. Chen, Characteristics of Thermally Assisted Magnetic. *IEEE Trans. Magn.* **37** (2001) 1244.
- [15] <http://www.hitachigst.com/hdd/research/>

- [16] E. Algre, Enregistrement thermomagnétique sous pointe AFM: vers les ultrahautes densités d'enregistrement, *Thèse de l'Université Joseph Fourier*, (2006).
- [17] T. C. Arnoldussen, L. L. Nunnelley. Noise in digital magnetic recording. *World Scientific*.
- [18] M. M. Aziz. Thesis submitted to the University of Manchester. Signal and Noise Properties of Longitudinal Thin-Film Disk Media, (1999).
- [19] A. M. Barany and H. N. Bertram. Transition Position and Amplitude Fluctuation Noise Model for Longitudinal Thin Film Media. *IEEE Trans. Magn.* **23** (1987) 2374.
- [20] R. L. White, R. M. H. New, R. F. W. Pease. Patterned Media: A Viable Route to 50 Gbit/in² and Up for Magnetic Recording?. *IEEE Trans. Magn.* **33** (1997) 990.

Chapitre 2

Elaboration de media pré-gravés par nano-impression

Il a déjà été démontré que la faisabilité de l'enregistrement magnétique sur médias discrets était liée entre autre, à la qualité des nanostructures qu'on était capable de répliquer sur de larges surfaces (et potentiellement à moindre coût). Ainsi les étapes traditionnelles de lithographie sont devenues décisives dans le cadre de cette application. Jusqu'à très récemment, les technologies microélectroniques étaient incapables de relever ce challenge, car trop coûteuses en temps et en matériel.

Stephen Y. Chou [1], en 1995, a proposé la nanoimpression comme technique de lithographie (NIL) alternative pour réaliser des nanostructures de mêmes résolutions que la lithographie électronique sur de larges surfaces, en utilisant un équipement relativement simple. Elle consiste à imprimer les motifs d'un moule solide prédéfini, par une des techniques de lithographie conventionnelles, dans un polymère thermoplastique, en le déformant physiquement à chaud. Depuis, la crédibilité de cette méthode n'a cessé de croître, et c'est tout naturellement que nous avons développé, en étroite collaboration avec le Laboratoire des Technologies de la Microélectronique (LTM), son adaptation à la réplification de nanostructures denses destinées au stockage magnétique ultra haute densité.

Je vais présenter le NIL et ses différentes facettes (possibilités et limitations) et détailler les points particuliers relatifs à la fabrication des plots pour l'enregistrement.

1- Motivation et généralités

L'utilisation de nanostructures magnétiques en réseau pour le stockage de l'information n'est pas une idée récente puisque proposée par Shew en 1963 [24]. Elle est devenue de plus en plus intéressante au cours de la dernière décennie, car elle présente les avantages de repousser les limites physiques de l'enregistrement vers les ultra hautes densités. Sa faisabilité a pu être aussi démontrée à petite échelle grâce aux progrès toujours croissants des techniques de la microélectronique. Des groupes comme ceux de Bruce Terris à Hitachi-IBM, ou de Bernard Dieny à SPINTEC, ont ainsi montré qu'il était possible d'écrire et de lire des informations sur des réseaux de plots magnétiques obtenus par lithographie électronique et gravure. Cependant, les industriels du stockage estiment que cette alternative technologique ne peut être viable que si elle permet d'atteindre le Tbit/in² (ce qui correspond à des cellules de 25nm de période). Les moyens de réplique des substrats doivent en outre être fiables, économiques et transférables facilement. Plusieurs méthodes non conventionnelles de réplique ont alors fait leur apparition, notamment la technique d'auto-organisation, et la nanoimpression.

La lithographie par nano-impression (NIL : nano-imprint lithography) est une méthode de nano-structuration prometteuse qui s'affranchit des limites imposées par les autres techniques lithographiques traditionnelles, comme la vitesse requise par certains procédés (e-beam), la longueur d'onde et la diffraction de la lumière, la diffusion et la rétro-diffusion des électrons, ainsi que le coût élevé des équipements. Le fait que le moule utilisé par la NIL soit généralement préfabriqué par lithographie électronique (pour les dimensions sub-200nm) permet d'atteindre des résolutions comparables à celles obtenues en e-beam, tout en étant relativement plus rapide et en exploitant des surfaces plus larges. Des résolutions inférieures à 10nm [2] ainsi que l'utilisation de plaques de 6 et 8 pouces [3,4,20] ont été démontrées.

Pour que le NIL soit considéré comme une technique de réplique de substrats compétitive, plusieurs facteurs clés doivent être étudiés pour comprendre les mécanismes de son procédé [21]. Parmi ces facteurs on peut citer : la contrainte de l'alignement pour répondre aux applications microélectroniques, l'uniformité du pressage sur de larges surfaces, les déformations du moule et du substrat, les effets d'adhésion et le comportement des polymères utilisés selon leurs propriétés intrinsèques et extrinsèques. Plusieurs groupes de recherches ainsi que des industriels se sont investis dans le développement de cette technologie.

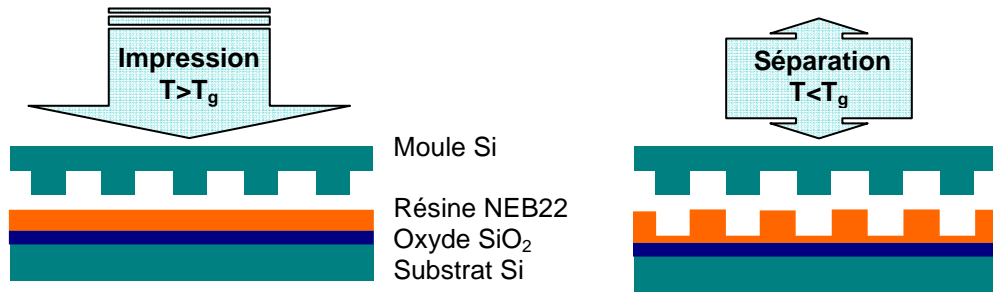
Dans ce contexte, le LTM (Laboratoire des Technologies de la Microélectronique) a fait l'acquisition depuis 2001 d'une *DIGIPRESS*, puis d'une presse industrielle EVG®520HE fabriquée par la société autrichienne *Electronic Vision Group (EVG)*. Cet équipement permet d'étudier le pressage sur des substrats de 4, 6 et 8 pouces. Une collaboration étroite a ainsi vu le jour entre SPINTEC et le LTM, afin de développer la nanoimpression de réseaux de plots denses destinés au stockage magnétique de l'information.

2- Principe et éléments de base de la lithographie par nano-impression

2-1 Principe

Le principe de base de la nano-impression est schématisé sur la figure-3a (d'autres techniques de lithographie par impression sont présentées dans l'annexe-A). Il consiste simplement en un pressage par un moule solide (Si, Ni,...) qui présente en surface le négatif des structures souhaitées, sur une fine couche de polymère thermoplastique. Le polymère est déposé sur un substrat par centrifugation puis placé parallèlement au moule. L'ensemble est chauffé à une température supérieure à la température de transition vitreuse du polymère notée T_g . Après un délai de quelques minutes pour l'établissement de l'équilibre thermique, le moule est pressé contre le substrat. L'ensemble est ensuite refroidi jusqu'à une température $T < T_g$ en maintenant constante la pression appliquée sur le moule. Ce dernier est alors séparé du substrat en laissant un profil négatif des nanostructures existantes sur sa surface dans la résine. L'épaisseur de la résine et la profondeur du moule sont choisies de façon à ce que, une fois le moule rempli, une fine couche de résine, appelée épaisseur résiduelle (h_r), reste en surface du silicium entre les motifs. Elle permet d'éviter un contact direct des deux plaques. Cette couche est cruciale dans la détermination de la durée de vie du moule. Un seul moule a été utilisé pour la fabrication de tous les échantillons étudiés dans cette thèse (60 pressages environ avec la même plaque sans être endommagée). Les motifs imprimés sont alors utilisés comme masque pour la gravure (figure.3b) si la résine utilisée est assez résistante à la nature du plasma utilisée ou bien comme masque pour appliquer un procédé de lift off. Le procédé de gravure utilisé est détaillé dans le paragraphe 4.

a- Impression des motifs :



b- Transfert des motifs par **RIE** :

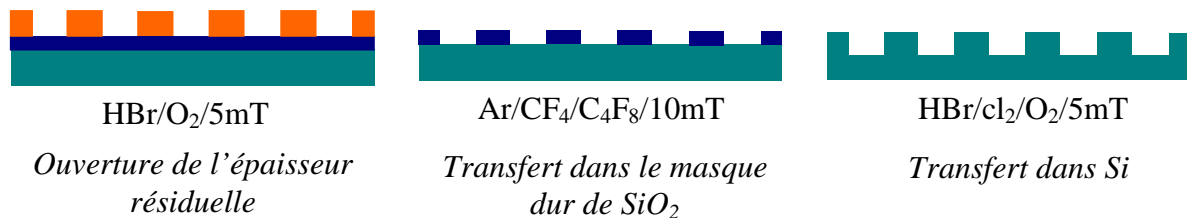


Figure.3: Représentation schématique des procédés de nanoimpression (a) et du transfert par RIE (b).

2-2 Fabrication du Moule

Le moule en nanoimpression, comme le masque en lithographie optique, est l'élément dont on reproduit les motifs sur la résine. Sa fabrication est effectuée par une des techniques de lithographie conventionnelles. Le choix de la technique de lithographie à utiliser est déterminé par la taille des motifs que nous souhaitons obtenir, et donc par la résolution de la technique. Généralement, la photolithographie ultraviolet (DUV $\lambda = 248\text{nm}$) est employée, mais pour des motifs sub-200nm la lithographie électronique (e-beam) est adoptée. Le moule est réalisé avec des matériaux sélectionnés selon plusieurs critères, comme leur rigidité, leur coefficient de dilatation thermique et leur compatibilité avec les procédés de la micro- et nano-fabrication traditionnelle. Le coefficient de dilatation thermique est un facteur très important pour la nanoimpression puisque le transfert du motif s'effectue à des températures élevées. Un gradient de température entre le moule et le substrat pourrait affecter la fidélité de réplique durant le cycle de refroidissement en déformant les motifs imprimés. Plusieurs

types de matériaux comme le Si, SiO₂, SiC, Ni et le diamant ont été étudiés par plusieurs groupes de recherche [5,8]. Comme on va le voir dans le quatrième paragraphe, l'utilisation de matériaux trop durs pour la fabrication du moule peut aussi avoir des conséquences sur l'uniformité du pressage dues aux faibles degrés de déformations.

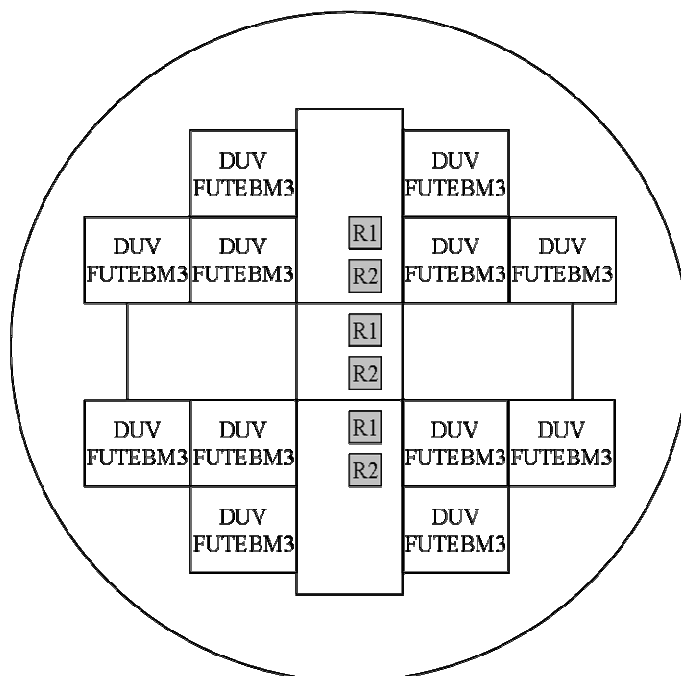


Figure.4 : Représentation schématique de la répartition des motifs sur la surface du moule. R1 et R2 sont les deux grilles de 1mm² contenant des réseaux de plots, les DUV FUTEBM3 sont des puces rajoutées pour équilibrer la pression durant le pressage sur toute la surface du moule et ne pas la concentrer que sur les grilles.

Le moule, dont on a répliqué les motifs pour fabriquer nos échantillons, a été fabriqué sur une plaque de Si de 200mm par la combinaison de deux techniques de lithographie. Nous avons utilisé la lithographie électronique pour réaliser six réseaux de 1mm² de surface chacune (figure.4). Les dimensions des trous du réseau (R1) sont de 200x100nm² séparés de 100nm et de 100nm de profondeur, et celles du deuxième réseau (R2) sont de 100x100nm² séparés de 80nm et de 100nm de profondeur. Ces trous, une fois remplis, conduisent à la formation de plots.

Pour éviter l'endommagement du moule durant le pressage par la concentration de la force appliquée sur nos puces, nous avons rajouté d'autres puces (DUV FUTEBM3) constituées de lignes et plots plus larges sur toute la surface restante de la plaque afin de répartir uniformément la pression. Ces puces ont été réalisées par lithographie optique ultraviolet (DUV).

Après la lithographie, les motifs sont transférés dans le Si par gravure ionique réactive (RIE). Une couche de quelques nanomètres ($\sim 5\text{nm}$) de démoulant est ensuite déposée sur la surface du moule pour faciliter l'étape de démoulage et éviter l'arrachage des plots comme on peut le voir sur la figure.5 [12]. Le but du démoulant est de diminuer l'énergie de surface du moule en le couvrant par un dépôt hydrophobe comme le téflon, le PTFE (PolyTétraFluoroEthylène) ou le Perfluorooctyltrichlorosilane que nous avons appliqué à notre moule et dont l'énergie de surface est de 12mN/m^2 .

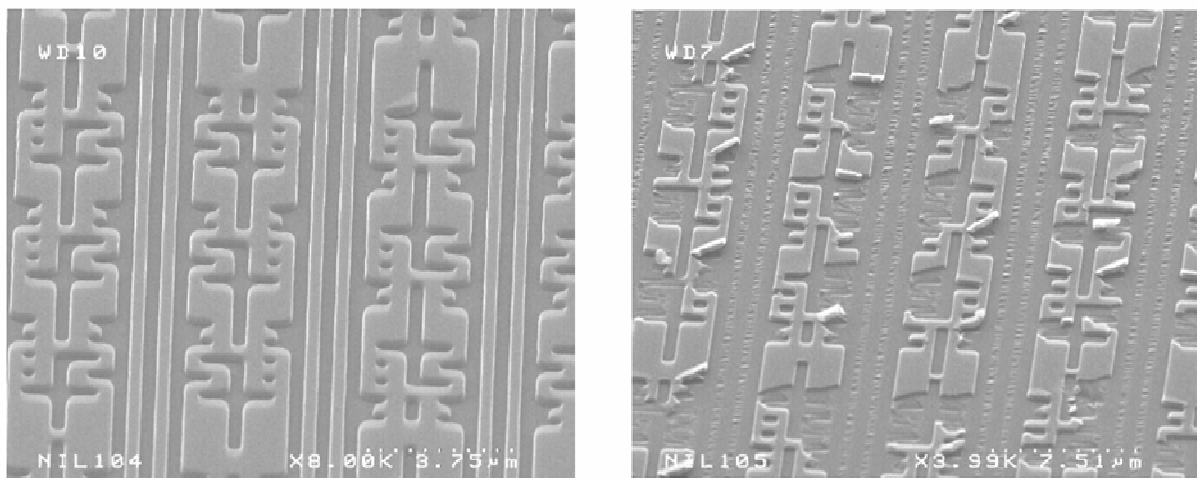


Figure.5 : Images MEB représentant l'effet de démoulant sur le pressage (a) moule avec démoulant, (b) moule sans démoulant [12].

2-3 Equipement de pressage

Nous avons fabriqué nos échantillons en utilisant une presse semi-automatique EVG®520HE (figure.6) commercialisée par Electronic Vision Group (EVG). Cet équipement a été conçu en technologie 200mm, mais est aussi adaptable à des plaques de 100 ou 150mm voire de 300mm de diamètre. Il est principalement constitué de deux plateaux circulaires en acier entre lesquels le moule est pressé contre le substrat. Cet ensemble est placé dans une chambre sous vide secondaire à 10^{-2}mbar . La contrainte de pressage est appliquée sur le plateau supérieur à l'aide d'un piston hydraulique capable de générer une force maximale de 40kN, équivalente à 13bars sur une surface de 200mm. Pour garantir une répartition de température stable et uniforme, les deux plateaux sont chauffés, et peuvent atteindre une température maximale de 350°C . Leur refroidissement avant le démoulage est assuré par un

circuit d'eau. Le temps de refroidissement de 130°C (température à laquelle nous avons réalisé nos pressages) jusqu'à 70°C était d'environ 20min.

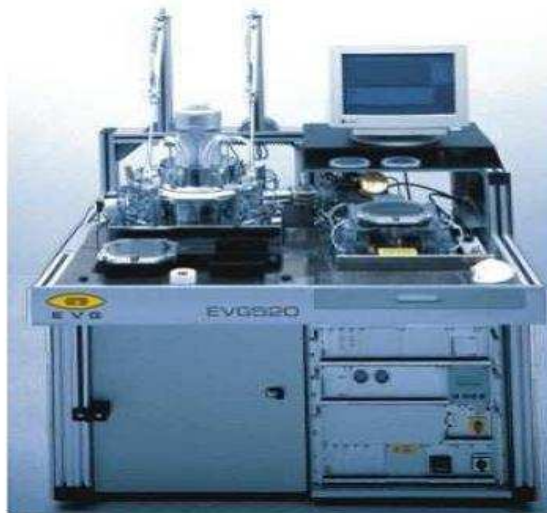


Figure.6 : EVG®520HE press

2-4 Résine pour la nanoimpression

La nanoimpression utilise les propriétés mécaniques et thermiques particulières des polymères [17,19,22,23]. Les résines servant au pressage doivent être facilement déformables sous l'application d'une pression locale. Elles sont typiquement des polymères thermoplastiques qui présentent une température de transition vitreuse (T_g) relativement faible. Sur la figure.7 sont schématisées les variations de la déformation en fonction de la température. L'agitation thermique déplace en effet les molécules constituant la résine étudiée. On constate que pour des températures inférieures à T_g les contributions à la déformation proviennent généralement de faibles elongations dans les distances interatomiques (comportement élastique). Juste avant T_g , il y a rupture des liaisons secondaires du polymère et formation de segments de chaînes quasiment immobiles à cause des fortes interactions moléculaires : c'est l'état vitreux. Au-dessus de T_g , des segments de chaînes commencent à se mouvoir localement, d'où le saut important de déformation observé. Au-delà d'une température T_f qui est de l'ordre de $1.5T_g$, des chaînes entières se libèrent pour se déplacer sous les effets de l'agitation thermique et se retrouver dans un régime liquide visqueux. C'est lors de cet état réversible et de faible viscosité que la nanoimpression prend place.

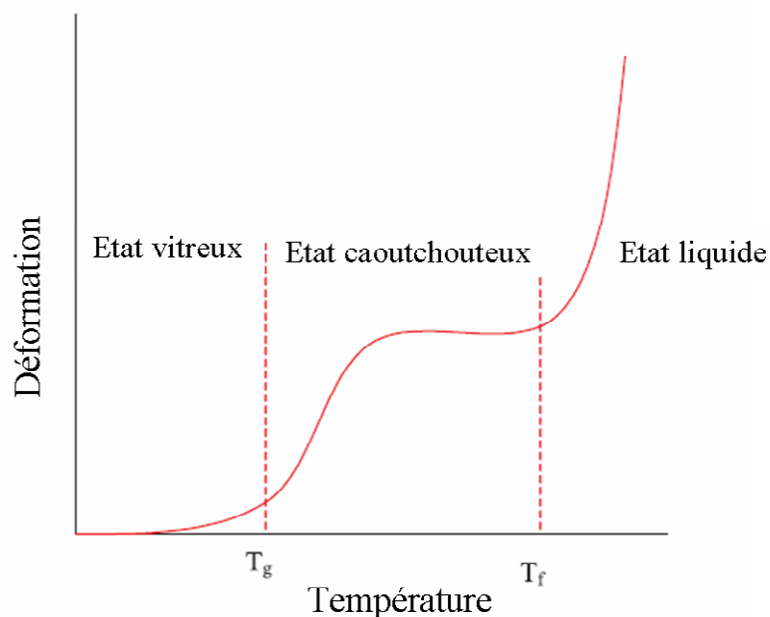


Figure.7 : Evolution des déformations des polymères thermoplastiques en fonction de la température [5].

La température de transition vitreuse est donc un paramètre primordial. Elle peut influencer, si elle est trop proche de l'ambiante, sur la tenue des motifs imprimés dans le temps. Sur la figure.8, extraite de l'article [5], sont présentées deux images MEB de motifs pressés dans la résine polycyclohexyl acrylate (faible T_g de 19°C), juste après le démoulage (a), et 10 jours après (b). On constate que les motifs sont correctement reproduits après le démoulage. Mais leur forme a tendance à évoluer dans le temps en se relaxant sous les effets de la température ambiante. Afin de pallier à ce problème, on utilise des résines avec une T_g plus élevée mélangées à un solvant, (tel que le PGMEA utilisé dans la résine NEB22). Ce dernier utilisé pour la dilution du polymère est complètement évaporé lors du premier recuit après le couchage de la résine sur les plaques.

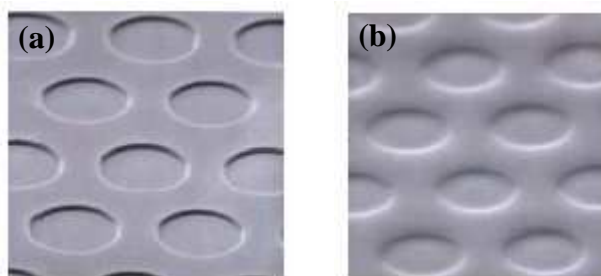


Figure.8 : Images MEB réalisées sur des structures imprimées dans la résine (polycyclohexyl acrylate) représentant la relaxation de cette dernière dans le temps : (a) juste après impression (b) 10 jours après impression.[5]

Pour fabriquer nos échantillons, nous avons choisi de travailler avec la résine NEB22. Cette résine photosensible à amplification chimique négative à base d'un polymère thermoplastique est commercialisée par *Sumitomo Chemicals* pour la lithographie électronique [6,16]. Elle est composée essentiellement d'un copolymère à base de Polyhydroxystyrène (PHS), un agent réticulant, un composé photosensible et un solvant (PGMEA : Propylène Glycol MonométhylEther Acétate). Notre choix de ce polymère pour la nano-impression est justifié par sa faible température de transition vitreuse ($T_g = 80^\circ\text{C}$) (voire figure.9) et sa bonne résistance dans un plasma de gravure de Si, ce qui permet de réduire le temps du cycle de fabrication et le transfert direct des images imprimées dans le Si. Sous une température $T > T_g$, ce polymère se transforme en un liquide visqueux ce qui facilite son écoulement entre les cavités du moule, et leur remplissage sous l'application d'une contrainte. Sur la figure.9, on observe plusieurs pics sur la courbe irréversible. Les deux pics endothermiques situés autour de 100 et 130°C sont attribués à l'évaporation de différents composés de la résine tels que le solvant résiduel et le composé électrosensible [6,7]. Il existe aussi un pic exothermique centré sur 160°C, qui commence vers 140°C et correspond à la réticulation de la résine d'où le besoin d'une température de pressage $T < 140^\circ\text{C}$.

Le dépôt de cette résine est effectué sur des plaques en Si de 8'' par centrifugation à l'aide d'une tournette. L'épaisseur obtenue est liée au nombre de tours par minute et aux propriétés rhéologiques du polymère. Juste après le dépôt, la plaque est chauffée pendant 2 minutes sous une température constante de 110°C dans le but d'évaporer le solvant.

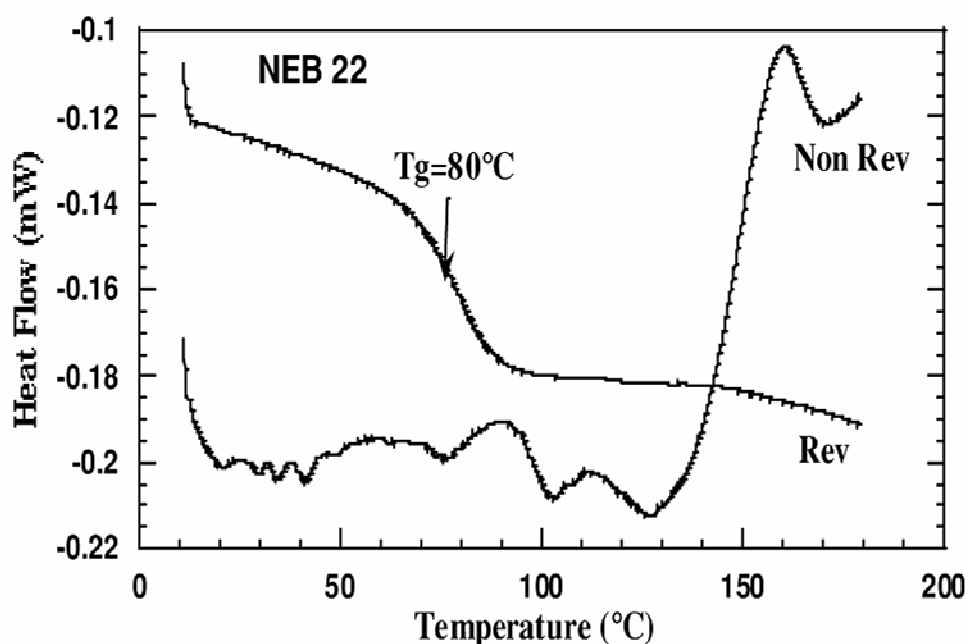


Figure.9 : Thermographe mesuré par DSC (Differential Scanning Calorimetry) pour la résine NEB22

3- Transfert des motifs

Le transfert des motifs dans le substrat après leur impression est accompli par une étape de gravure plasma. Les phénomènes physiques et chimiques qui se produisent dans un plasma sont très complexes et ne sont pas toujours bien compris. C'est pourquoi seules seront présentées ici les principales propriétés du plasma, et de manière relativement succincte.

3-1 La gravure plasma

Lorsqu'un gaz neutre est soumis à des conditions particulières telles qu'une élévation de température, une irradiation par des photons énergétiques ou encore un champ électrique, des charges libres apparaissent dans le milieu, qui devient alors conducteur. Dans certaines conditions, cet état peut être entretenu : le gaz est alors partiellement ionisé et composé d'une multitude d'espèces différentes : des neutres (atomes et radicaux), des ions (positifs en majorité), et des électrons. Dans ce gaz ionisé, s'instaure spontanément une condition de neutralité macroscopique, c'est-à-dire que la densité volumique des ions est quasiment égale à la densité volumique des électrons. Cet état de matière bien particulier est appelé plasma.

Plus particulièrement, les plasmas utilisés pour la gravure sont générés par l'application d'un champ électrique extérieur (en général radio fréquence). Ce champ accélère les électrons libres et leur communique une certaine énergie cinétique. Selon l'énergie qu'ils ont emmagasinée, des électrons peuvent par impact électronique, ioniser une particule neutre, ou dissocier des molécules ou simplement exciter les atomes à l'état fondamental vers des états excités. Les paires électrons-trous créées dans le volume se perdent sur les parois du réacteur ou se recombinent. C'est ainsi que le plasma peut s'entretenir.

Les espèces chargées du plasma gagnent de l'énergie cinétique grâce à des champs électriques locaux. Les électrons qui sont beaucoup plus légers que les ions sont accélérés plus rapidement sous l'effet de ces champs et se perdent en plus grand nombre sur les parois. Cette situation n'est pas viable pour le plasma, car il ne conserverait plus sa neutralité macroscopique. Pour limiter la perte d'électrons au niveau des parois, le plasma s'autopolarise positivement par rapport aux parois (potentiel plasma, noté V_p) et développe entre lui-même et chaque surface une gaine de charge d'espace positive qui a pour effet de confiner les électrons dans le plasma et d'accélérer les ions positifs vers la surface (voir figure.10). La valeur du potentiel plasma s'ajuste de telle sorte que les flux d'ions et d'électrons perdus sur les parois soient égaux en moyenne dans le temps.

Le point important pour la gravure plasma, découlant de la formation de gaines électrostatiques, est que la surface du matériau à graver reçoit un flux d'ions qui sont accélérés par la chute de potentiel entre la gaine et le substrat et dont le vecteur vitesse est quasi perpendiculaire à la surface du substrat. Ceci est un des points clefs pour obtenir une gravure anisotrope, comme on le verra ci après.

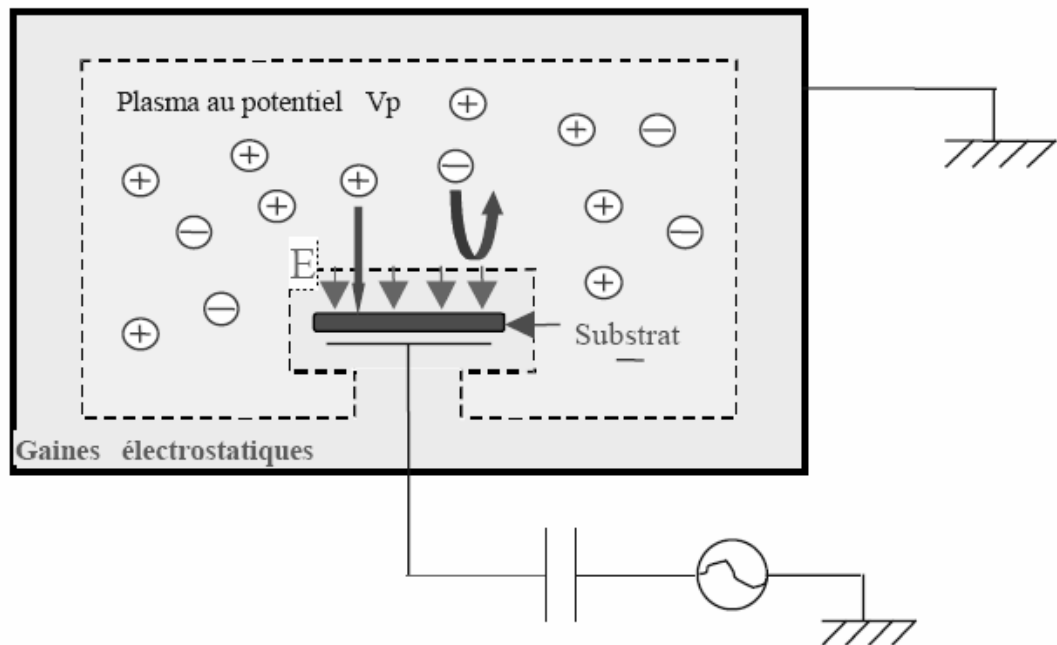


Figure.10: Formation des gaines électrostatiques

3-2 Mécanismes de la gravure plasma anisotrope

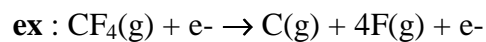
La gravure anisotrope par plasma est basée sur une synergie ions/neutres. En effet, elle met en jeu deux types de gravure aux effets complémentaires :

- la gravure chimique : action des espèces **neutres** du plasma,
- la gravure physique : régie par le bombardement énergétique et directionnel des **ions**.

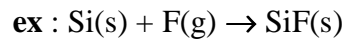
a) La gravure chimique

Elle est essentiellement due à l'interaction entre le substrat à graver et les espèces réactives générées dans le plasma. Il s'agit là d'une gravure spontanée dont le mécanisme peut se décomposer en quatre étapes élémentaires décrites ci-après et appuyées sur l'exemple de la gravure du silicium par un plasma à base de CF_4 (les lettres g ou s indiquent l'état, gaz ou solide, des produits concernés):

- création d'espèces chimiquement réactives dans le plasma



- adsorption des espèces réactives à la surface



- formation des produits de réaction volatils,



- désorption et pompage hors de l'enceinte des produits de réaction (d'où réalisation de la gravure).

Il est important que le produit de gravure (SiF_4 dans l'exemple) soit volatil et stable afin qu'il puisse rapidement quitter la surface, puis être évacué du milieu par le système de pompage. Le gaz, ou le mélange de gaz, est donc choisi pour chaque matériau en fonction de la volatilité et de la stabilité du produit de gravure. Par exemple, les chimies à base d'halogènes sont souvent utilisées dans la gravure du silicium car elles permettent la formation de produits de réaction volatils de type SiX_4 (où $\text{X} = \text{F}, \text{Cl}, \text{ou Br}$). De même, la réaction de l'oxygène atomique sur la résine aboutit à la formation de CO_2 et H_2O . Ces réactions sont spontanées, elles sont parfaitement sélectives puisqu'elles ne dépendent que de l'interaction entre le matériau et le réactif.

L'avantage de la gravure chimique est donc sa **sélectivité**. De plus, elle ne provoque pas de dommage en volume au matériau en cours de gravure. Par contre, son inconvénient est d'être totalement **isotrope** et elle est donc inadaptée à la réalisation de motifs submicrométriques pour laquelle une attaque latérale sous le masque est inacceptable.

b) La gravure physique

Elle correspond au bombardement du substrat par les ions énergétiques du plasma (quelques centaines d'eV). Lorsque ces ions entrent en collision avec les atomes de la surface, ces derniers peuvent gagner assez d'énergie sous l'impact ionique pour quitter ainsi la surface de l'échantillon. Cette gravure est aussi appelée **pulvérisation physique par bombardement ionique**.

La gravure physique présente le grand intérêt d'être **anisotrope** du fait de la directivité du flux d'ions. Cependant, elle souffre généralement d'une **absence de sélectivité** et peut induire dans les matériaux des dégradations conséquentes en raison de l'énergie assez élevée des particules incidentes.

c) La gravure plasma

La grande force de la gravure plasma est qu'elle combine les effets des gravures chimique et physique et qu'elle possède donc les qualités de ces deux procédés tout en minimisant leurs inconvénients. La gravure plasma est flexible car la sélectivité peut être ajustée par le choix du gaz, donc plutôt par l'aspect chimique du plasma, tandis que l'anisotropie est contrôlée par le flux et l'énergie des ions, soit par l'aspect physique du plasma.

De plus, le bombardement ionique permet d'accélérer les cinétiques de gravure des étapes élémentaires de la gravure chimique :

- adsorption : le bombardement ionique favorise l'incorporation d'espèces réactives dans la couche de surface,
- réaction : en créant des défauts de structures et des liaisons pendantes à la surface, le bombardement ionique augmente la probabilité de réaction des molécules gazeuses incidentes,
- désorption : le bombardement ionique accélère la désorption des produits de réaction.

La gravure anisotrope du matériau est possible car les ions sont accélérés quasi perpendiculairement au substrat. Cependant, la composante latérale de la gravure, due essentiellement à l'aspect chimique, n'est pas négligeable, et peut induire des distorsions dans les profils de gravure. Cette composante latérale de la gravure peut néanmoins être minimisée en jouant sur la chimie du plasma. En effet, en plus des ions et des neutres réactifs, le plasma peut aussi produire des molécules dites inhibitrices. Ces molécules peuvent alors s'adsorber sur les flancs des motifs en cours de gravure pour former une couche mince de passivation sur les flancs du matériau à graver et ainsi bloquer la gravure latérale, en isolant le matériau des espèces réactives du plasma.

La gravure anisotrope résulte donc de la synergie entre gravure chimique et physique, et d'une compétition entre gravure chimique par des neutres réactifs et dépôt de molécules inhibitrices formant une couche de passivation.

4- Elaboration de médias prégravés pour l'enregistrement magnétique

4-1 Procédé d'impression

Les échantillons que nous allons étudier dans cette thèse ont été réalisés en utilisant des plaques en silicium de 8 pouces couvertes de résine NEB22. Les pressages ont été effectués sous vide en appliquant une pression de 15kN sur le moule à une température de 130°C pendant 5 minutes. La durée complète d'un cycle de pressage était de 45 minutes : 20 minutes pour le chauffage jusqu'à 130°C, 5 minutes de pressage et 20 minutes pour le refroidissement jusqu'à 70°C. Sur la figure.11, nous avons présenté deux images MEB réalisées sur deux réseaux de plots en résine après l'étape de pressage. Les deux réseaux (figure.11a et 11b) sont constitués de plots en résine NEB22 de 100x200nm² espacés de 75nm et 100nm de hauteur et de 100x100nm² espacés de 75nm et de hauteur 100nm respectivement. L'épaisseur résiduelle h_r était de l'ordre de 18nm pour les deux réseaux.

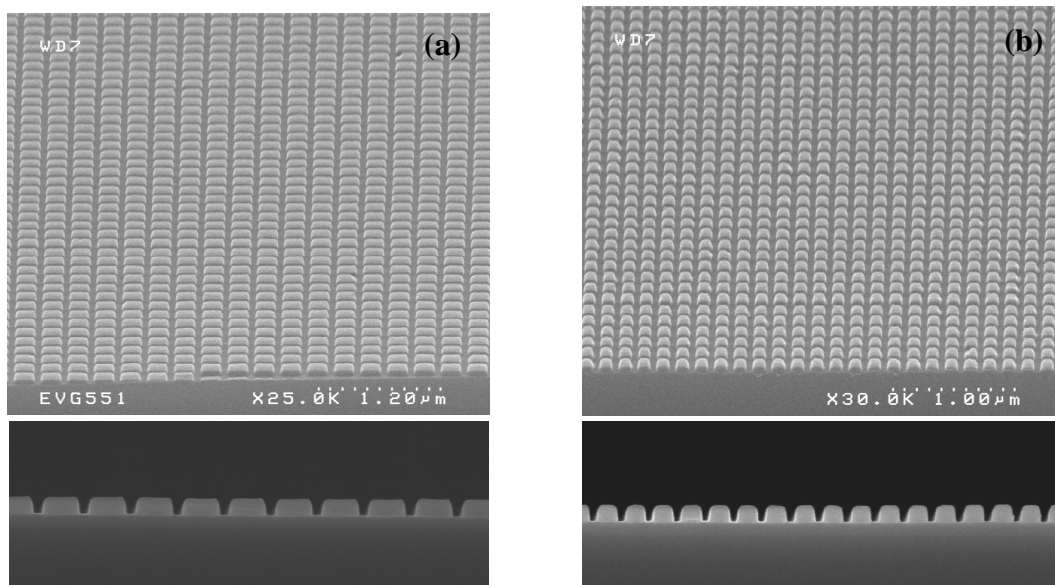


Figure.11: Images MEB représentant des réseaux de plots en résine de dimensions : (a) 100x200nm² espacés de 75nm et 100nm de hauteur, (b) 100x100nm² espacés de 75nm et 100nm de hauteur.

4-2 Ouverture de l'épaisseur résiduelle h_r

La fidélité du transfert des motifs dans le substrat après leur impression est fortement liée à l'épaisseur de la résine résiduelle. Autrement dit, en plus du rôle important de cette épaisseur sur la durée de vie du moule (en empêchant le contact direct entre les deux plaques),

son uniformité sur toute la surface du substrat est déterminante vis-à-vis de l'homogénéité du transfert des motifs au substrat. Le retrait de cette épaisseur est une étape critique puisqu'elle conditionne le facteur qualité du transfert. Elle doit être essentiellement anisotrope de manière à conserver les dimensions initiales des motifs imprimés.

Pour compléter le procédé de fabrication de nos échantillons après l'étape de pressage, nous avons gravé la résine résiduelle restante dans les zones imprimées (qui était de l'ordre de 15 à 18nm) par la gravure ionique réactive (RIE : Reactive Ion etching). Nous avons réalisé cette étape dans un plasma à base d'oxygène dilué dans un gaz d'acide bromique (HBr). Ce dernier est chimiquement inerte vis-à-vis de la résine et du Si et permet un contrôle assez précis du procédé. Le temps de gravure était de 8 secondes sous une pression de 5mT avec une vitesse de gravure de 2.25nm/s.

4-3 Transfert dans le substrat de Si

Après le retrait de l'épaisseur résiduelle de la résine, les motifs sont ensuite transférés dans la couche d'oxyde SiO_2 qui est ensuite utilisée comme masque dur pour aller plus profond dans le Si. L'épaisseur de l'oxyde que nous avons utilisé était de 53nm. L'attaque de l'oxyde était effectuée dans un plasma d'Ar/ CF_4 / C_4F_8 pour un temps de 32 secondes sous une pression de 10mT. Après l'enlèvement de la résine (stripping) par un plasma O_2 , les motifs sont transférés dans le Si avec un mélange de HBr/ Cl_2 / O_2 pour une durée de 60 secondes sous une pression de 5mT. L'épaisseur d'oxyde restante ainsi que les résidus de gravure de silicium redéposés sont éliminés par une attaque chimique dans un bain d'acide HF, ce qui nous permet d'obtenir des surfaces de plots planes et des flancs bien verticaux. Sur les figures.12, sont présentées les images MEB des deux réseaux de plots en Si que nous avons pu réaliser : plots rectangulaires de $160 \times 80 \text{nm}^2$ espacés de 80nm et 170nm de hauteur (figure.12a) ; plots carrés de $80 \times 80 \text{nm}^2$ espacés de 65nm et 170nm de hauteur (figure.12b). Les deux réseaux étaient gravés sur la même plaque de 8 pouces avec une surface de 1mm^2 de disponible pour chaque réseau.

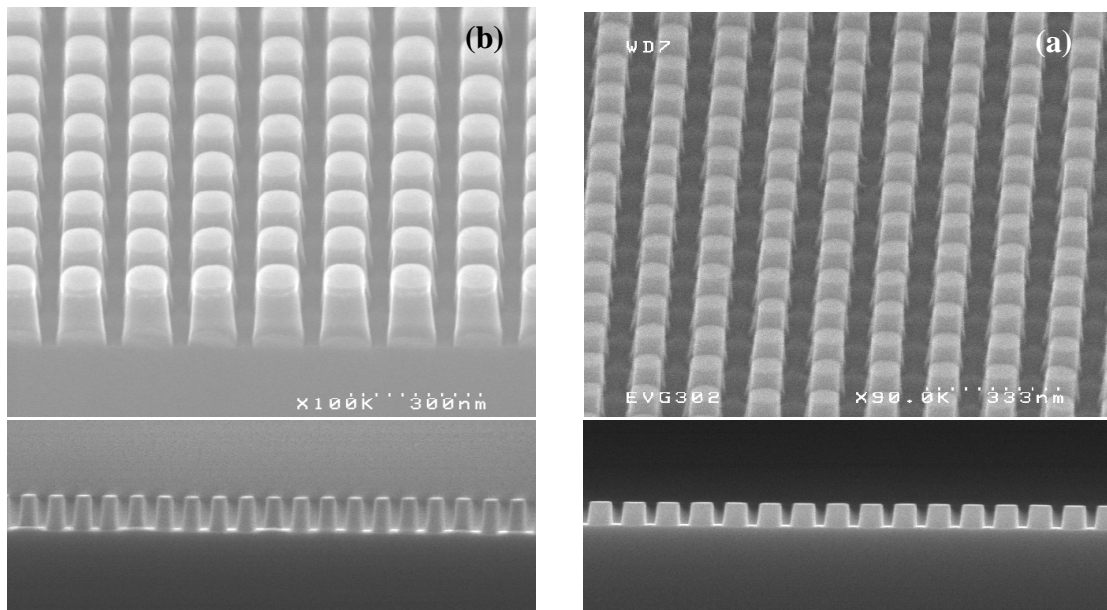


Figure.12 : Images MEB représentant des réseaux de plots de dimensions : (a) 160x80nm² espacés de 80nm et 170nm de hauteur, (b) 80x80nm² espacés de 65nm et 170nm de hauteur.

5- Uniformité de pressage

L'uniformité du pressage est un des facteurs clé conditionnant la qualité de la nanoimpression [3,9] : elle détermine la fidélité du transfert des motifs. Ce facteur est influencé par plusieurs paramètres tels que l'épaisseur de la résine résiduelle [10,18], les déformations du moule [9], le comportement visqueux du polymère en fonction de la température et la pression appliquée, ainsi que la densité des motifs [11].

5-1 Influence de l'épaisseur résiduelle

L'homogénéité de l'épaisseur de la résine résiduelle sur toute la surface de l'échantillon est essentielle pour l'anisotropie de transfert des motifs (figure.13). En effet, durant l'étape d'ouverture de la résine, les motifs sont gravés verticalement et horizontalement à des vitesses (V1 et V2) différentes et optimisées selon le procédé de gravure, tel que la composante horizontale soit réduite au minimum. Cependant, il est pratiquement impossible de graver uniquement dans le sens vertical, une légère gravure

latérale persiste toujours. De ce fait, lors de l'ouverture de la résine résiduelle, les faibles épaisseurs sont éliminées en premier (figure.13b) et le temps supplémentaire nécessaire pour les épaisseurs les plus épaisses se traduit par une augmentation de vitesse de gravure latérale dans les zones où l'épaisseur résiduelle est déjà enlevée (figure.13c). Cette isotropie de gravure résulte en une variation des dimensions critiques des motifs d'une zone à l'autre (figure.13c), ce qui explique pourquoi une épaisseur résiduelle uniforme après le pressage est essentielle pour la fidélité du transfert.

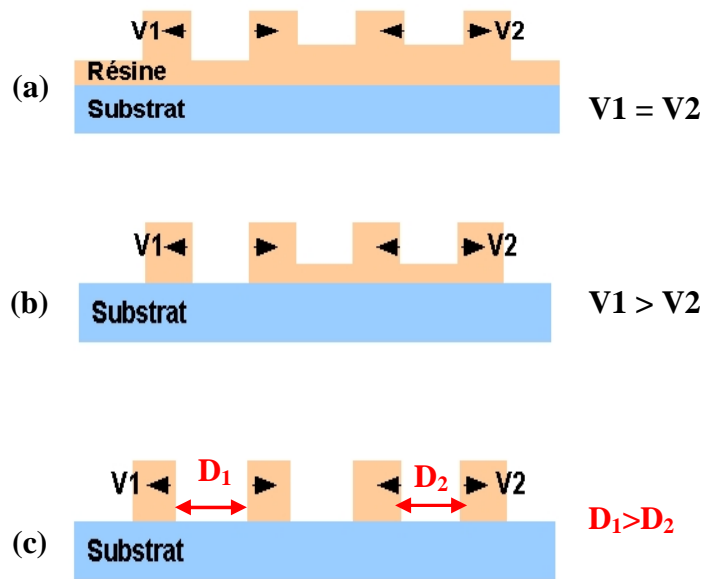


Figure.13 : Présentation schématique de l'influence de l'inhomogénéité de l'épaisseur résiduelle sur l'uniformité du transfert des motifs lors de l'ouverture de la résine.

5-2 Influence de la densité des motifs et des déformations du moule

L'impact de la densité des structures à la surface du moule sur l'uniformité de pressage est lié à plusieurs paramètres, notamment la viscosité du polymère utilisé, la température, la pression appliquée sur le moule et le temps de pressage. En fait, des études expérimentales menées au LTM [4,9,11,12], ainsi que par d'autres groupes de recherches [3,13], ont démontrées que le facteur de densité a une influence direct sur les déformations du moule, et par conséquent sur l'épaisseur de la résine résiduelle. Sur la figure.14, nous avons schématisé le mécanisme de pressage d'un moule avec, en même temps, des structures denses et des structures isolées [11,12]. Dès que la pression est appliquée sur le moule, les motifs existants à sa surface commencent à s'enfoncer dans la résine (figure.14a). Toutefois, la pénétration des zones denses dans le polymère est moins rapide que celle des zones isolées

(figure.14b), ce qui entraîne une différence de l'épaisseur résiduelle. Pour de faibles températures de pressage, la viscosité du polymère reste assez élevée, alors la différence de pression locale entre les structures denses et les structures isolées est compensée par la déformation du moule (figure.14c). Si la viscosité est moins élevée, la pression appliquée sur les zones denses du moule peut forcer le polymère à fluer de la zone de structures denses vers la zone des structures isolées, de manière à supprimer les déformations du moule, et accroître l'épaisseur résiduelle dans les zones de structures isolées jusqu'à l'obtention d'une épaisseur résiduelle uniforme (figure.14d). Ce mécanisme est possible seulement pour les températures où la viscosité du polymère est assez faible. Cet état uniforme pourra être obtenu pour des températures élevées après un temps court.

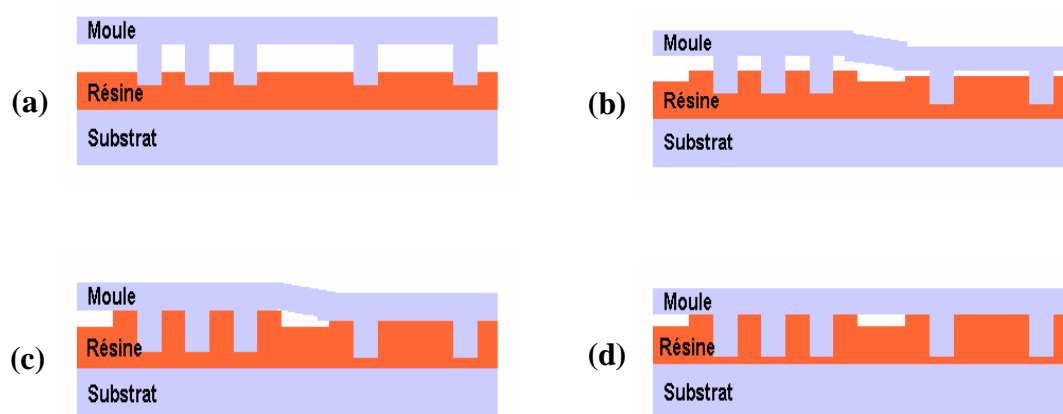


Figure.14 : représentation schématique de l'influence de la densité des structures et les déformations du moule sur l'uniformité de pressage.

Dans notre cas, nous n'avons pas été confronté à ce problème puisque nous avons obtenu une épaisseur résiduelle fine et constante dans tous les réseaux, malgré la différence de densité de la taille des motifs des différents réseaux. Ceci est lié au fait que nous avons optimisé l'épaisseur initiale de façon à obtenir une couche résiduelle la plus fine possible.

5-3 Influence de la taille des plaques et de leur séparation

L'utilisation de plaques de 8 pouces peut donner lieu à des variations dans l'uniformité de pressage à cause des fortes irrégularités qui peuvent exister au niveau de leur surface. Par conséquent, en l'absence de déformation du moule sous l'effet de la pression appliquée, seules les zones participante dans le contact entre le moule et le substrat seront imprimées

[3,9]. Néanmoins, grâce à l'élasticité du silicium, les plaques peuvent se déformer sur plusieurs nanomètres afin que toutes les structures en surface du moule soient imprimées. C'est pourquoi l'utilisation de matériaux plus durs dans la fabrication du moule peut affecter fortement l'uniformité de pressage.

La séparation du moule et du substrat est aussi une étape qui peut amoindrir la fidélité du transfert. Comme on l'a schématisé sur la figure.15a, la séparation non parallèle du moule et du substrat après impression peut contribuer aux variations des dimensions critiques des motifs. Sur la figure.15b, nous avons présenté une image MEB réalisée sur un réseau de plots de résine de 160x80nm espacés de 80nm et 100nm de hauteur (A noter que la séparation de nos plaques était manuelle). Sur cette image on arrive à voir très clairement les déformations sur les cotés gauches des plots résultants de la séparation. Une étude systématique de l'influence de la séparation après impression a été menée sur des plaques de 6 pouces dans la référence [3]. Il a été démontré que les réseaux de structures les plus proches du lieu où la séparation prend place sont les plus affectés par les déformations. De ce fait, il est essentiel de réfléchir sur le développement d'une technique permettant la séparation parallèle des plaques.

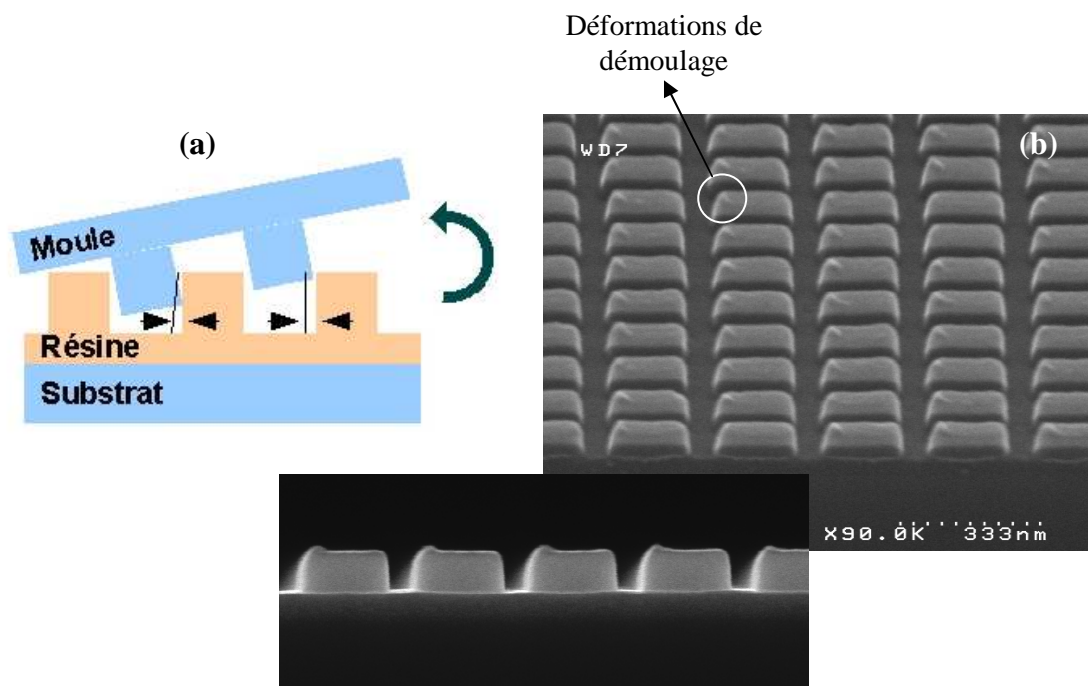


Figure.15 : Effets de séparation non parallèle entre le moule et le substrat.

Conclusion

L'utilisation de médias discrets constitués de réseaux denses de plots nanofabriqués dans l'enregistrement magnétique est un défi qui dépend fortement des nouvelles techniques de réplication. Plusieurs techniques conventionnelles ont déjà démontrée des possibilités, mais aussi et surtout leurs limites en résolution, vitesse, surface exploitée et coût élevé des équipements.

D'autres méthodes de nanostructurations non conventionnelles ont été proposées, telles que la technique d'auto-organisation, la nanoimpression à chaud et la nanoimpression assistée par irradiation UV. Dans cette thèse, nous avons montré que la lithographie par nanoimpression à chaud était très prometteuse. Des réseaux de plots de $80 \times 80 \text{ nm}^2$ ont été gravés sur des plaques en Si de 200mm de diamètre avec un bon taux de reproductibilité. Il reste néanmoins à investir de considérables efforts afin que le NIL arrive à maturité, notamment en terme d'uniformité et d'alignement, et dans notre cas, de résolution.

Par ailleurs, l'épaisseur de la couche résiduelle dépend des densités, des tailles des motifs et autres ; cela limite le nombre de différents types de réseaux qu'on peut définir sur un moule. Il faut penser que dans le cas d'un disque dur, des zones particulières sont à prévoir pour l'alignement de la tête avec les pistes, ou zones servo. Cela engendre aussi une limitation considérable de la NIL dans d'autres applications.

Notons enfin que dans le cadre d'un transfert industriel, la nanoimpression à chaud présente des inconvénients en temps de cycle dus aux temps de chauffage et de refroidissement (aujourd'hui sur une chaîne de fabrication, un disque dur est produit en moins d'une minute alors la NIL possède des temps caractéristiques proches d'une heure) ; on lui préférera probablement une technique alternative telle que la nanoimpression assistée par irradiation UV beaucoup plus rapide.

Références

- [1] S. Y. Chou, P. R. Krauss, and P. J. Renstrom. Imprint of sub-25 nm vias and trenches in polymers
Appl. Phys. Lett. **67**, (1995) 3114.
- [2] S. Y. Chou, P. R. Krauss, W. Zhang, L. Guo and L. Zhuang. Sub-10 nm imprint lithography and applications. *J. Vac. Sci. Techn.* **B15**, (1997) 2897.
- [3] M. Li, L. Chen, W. Zhang and S. Y. Chou. Pattern transfer fidelity of nanoimprint lithography on six-inch wafers. *Nanotechnology* **14**, (2003) 33.
- [4] C. Perret, C. Gourgon, F. Lazzarino, J. Tallal, S. Landis and R. Pelzer. Characterization of 8-in wafers printed by nanoimprint lithography. *Microelectronic. Engin.* **73-74**, (2004) 172.
- [5] L. J. Guo. Recent progress in nanoimprint technology and its applications. *J. Phys. D : Appl. Phys.* **37**, (2004) R123.
- [6] X. Cheng, L. J. Guo. One-step lithography for various size patterns with a hybrid mask-mold. *Microelectronic. Engin.* **71**, (2004) 288.
- [7] C. Gourgon, J. H. Tortai, F. Lazzarino, C. Perret, G. Micouin and O. Joubert. Influence of residual solvent in polymers patterned by nanoimprint lithography. *J. Vac. Sci. Techn.* **B22**, (2004) 602.
- [8] K. Ansari, J. Anton van Kan, A. A. Bettiol and F. Watt. Stamps for nanoimprint lithography fabricated by proton beam writing and nickel electroplating. *J. Micromech. Microeng.* **16** (2006) 1967.
- [9] C. Gourgon, C. Perret, J. Tallal, F. Lazzarino, S. Landis, O. Joubert and R. Pelzer. Uniformity across 200mm silicon wafers printed by nanoimprint lithography. *J. Phys. D : Appl. Phys.* **38**, (2005) 70.
- [11] C. Gourgon, C. Perret, G. Micouin, F. Lazzarino, J. H. Tortai and O. Joubert. Influence of pattern density in nanoimprint lithography. *J. Vac. Sci. Techn.* **B21**, (2003) 98.
- [10] N. Bogdanski, M. Wissen, A. Zeigler and H. C. Scheer. Temperature-reduced nanoimprint lithography for thin and uniform residual layers. *Microelectronic. Engin.* **78-79**, (2005) 598
- [12] F. Lazzarino, Thèse de l'Université Joseph Fourier, Etude et caractérisation des films minces lors du procédé de lithographie par nanoimpression, 2005.
- [13] D. S. Macintyre, S. Thoms. A study of resist flow during nanoimprint lithography. *Microelectronic. Engin.* **78-79**, (2005) 670.
- [14] S. Y. Chou, C. Keimel and J. Gu. Ultrafast and direct imprint of nanostructures in silicon. *Nature.* **417**, (2002) 835.

- [15] B. Michel, A. Bernard, A. Bietsch, E. Delamarche, et al. Printing meets lithography: Soft approaches to high-resolution patterning. *IBM J. RES. & DEV.* **45**, (2001) 697.
- [16] C. Perret, C. Gourgon, G. Micouin and J. P. Grolier. Influence of thermal properties of polymers on nanoimprint lithography performance. *Jpn. J. Appl. Phys.* **41**, (2002) 4203.
- [17] C. Gourgon, C. Perret and G. Micouin. Electron beam photoresists for nanoimprint lithography. *Microelectronic. Engin.* **61-62**, (2002) 385.
- [18] A. Lebib, Thèse de l'Université de Paris VII, Nano-impression : étude de procédé et application dans le domaine du nanomagnétisme, 2001.
- [19] L. J. Heyderman, H. Schiff, C. David, J. Gobrecht and T. Schweizer. Flow behaviour of thin polymer films used for hot embossing lithography. *Microelectronic. Engin.* **54**, (2000) 229.
- [20] J. Tallal, D. Peyrade, F. Lazzarino, K. Berton, C. Perret, M. Gordon, C. Gourgon and P. Schiavone. Replication of sub-40 nm gap nanoelectrodes over an 8-in substrate by nanoimprint lithography. *Microelectronic. Engin.* **78-79**, (2005) 676
- [21] S. Zankovych, T. Hoffmann, J. Seekamp, J-U Bruch and C. M. S. Torres. Nanoimprint lithography: challenges and prospects. *Nanotechnology* **12**, (2001) 91.
- [22] H. C. Scheer, H. Schulz. A contribution to the flow behaviour of thin polymer films during hot embossing lithography. *Microelectronic. Engin.* **56**, (2001) 311.
- [23] L. Pain, C. Higgins, B. Scarfoglière, S. Tedesco and B. Dal'Zotto. Resolution limit of negative tone chemically amplified resist used for hybrid lithography: influence of the molecular weight. *J. Vac. Sci. Techn.* **B18**, (2000) 3388.
- [24] L. F. Shew. Discrete tracks for saturation magnetic recording. *IEEE Trans. Broadcast and TV Rec.* **9**, (1963) 56.

Chapitre 3

Propriétés magnétiques des médias discrets

Il est fondamental, avant d'étudier les propriétés technologiques des médias discrets, d'avoir une connaissance approfondie des caractéristiques physiques de ces systèmes. Certains paramètres tels que la structure en domaines, ou la stabilité thermique des plots, sont d'ailleurs des prérequis indispensables. Il est en effet important que chaque plot soit monodomaine afin de mémoriser l'information, et que cette dernière soit stable pour au moins dix années.

Les résultats présentés dans cette thèse ont été obtenus sur deux types d'échantillons : des réseaux de plots pré-gravés en Si réalisés par nanoimpression et gravure, suivi d'un dépôt d'une multicouche magnétique de Co/Pt, et des réseaux de plots gravés directement dans une couche magnétique en alliage de CoCrPt réalisés par Seagate. Plusieurs études ont déjà été menées sur ces systèmes notamment pour des applications à l'enregistrement magnéto-optique, ainsi qu'à l'enregistrement sur médias discrets. Dans un premier temps, nous rappelons brièvement les caractéristiques importantes de ces systèmes tels que anisotropie perpendiculaire, aimantation, et hystérésis et coercitivité. Nous terminons par une présentation détaillée des effets thermiques sur la nucléation et le renversement de l'aimantation en général afin de déterminer le critère de stabilité de nos médias.

1- Couche magnétique de stockage

1-1 Propriétés recherchées

D'une manière générale, et comme il a été énoncé dans le chapitre introductif, les médias d'enregistrement sont des couches minces magnétiques dont on a optimisé la coercitivité, l'anisotropie et la taille des cristallites. On recherchera donc à obtenir, par une technique de dépôt particulière, une structure polycristalline dont on pourra contrôler les propriétés de croissance, de distribution de tailles de grains, d'orientation, etc. ; le but étant de stabiliser des domaines magnétiques, découplés au maximum les uns des autres, et d'une extension spatiale très réduite. Industriellement, les médias sont déposés par pulvérisation cathodique (voir paragraphe suivant) sur des substrats rigides en Al. Des dépôts sous champ magnétique appliqué, à haute température, sont aussi possibles afin d'améliorer texture et anisotropie.

Dans notre application, les bits sont définis par les limites géométriques de la lithographie. On recherchera donc dans ce cas à obtenir des petits grains mais couplés (voir le paragraphe sur la structure en domaines magnétiques pour des explications plus approfondies), avec une faible distribution, et une bonne texturation, pour réduire au maximum les distributions de champs de renversement. Notons que les couches sensibles, ou couches d'enregistrement, sont déposées après les étapes de lithogravure directement sur l'ensemble des structures ; du matériau potentiellement magnétique peut être présent sur le sommet, les flancs et les zones inter plots.

1-2 Méthode de dépôt : la pulvérisation cathodique

La pulvérisation cathodique est une technique de dépôt de couches minces très répandue dans les laboratoires de recherches ainsi que dans l'industrie. C'est une technique relativement versatile, qui permet de déposer en couches minces, des matériaux conducteurs ou isolants, sur des substrats de taille variable, avec une bonne reproductibilité et un rendement élevé. Schématiquement, un substrat est placé dans une enceinte sous vide en vis-à-vis d'une cible du matériau à pulvériser (voir figure 1). Dans une atmosphère raréfiée d'argon, un plasma basse pression composé d'atomes neutres, d'ions positifs et d'électrons, est amorcé par une différence de potentiel entre la cible (cathode) et le substrat (anode). Les ions positifs d'argon créés dans la décharge sont accélérés et acquièrent ainsi de l'énergie

qu'ils libèrent lors de leur impact à la surface de la cible. Ainsi, sous l'effet de l'impact, des atomes sont éjectés de la cible par transfert de quantité de mouvement et projetés dans l'enceinte pour se condenser finalement sur le substrat en formant une couche mince. Des ions incidents sont aussi réfléchis et neutralisés par transfert de charge et également des électrons secondaires sont émis suite au bombardement ionique et servent à entretenir la décharge. Ces électrons sont repoussés par la cible (au potentiel négatif) et vont entrer en collision avec les atomes neutres du plasma, entretenant ainsi le taux d'ionisation. Ce régime permanent ne peut toutefois être atteint que pour une certaine gamme de pression. Dans le cas contraire, c'est à dire pour une pression trop faible, les électrons secondaires ne subissent pas suffisamment de collisions pour entretenir le plasma. Pour une pression trop élevée, les ions positifs subissent un trop grand nombre de collisions inélastiques et n'ont plus suffisamment d'énergie pour provoquer l'émission d'électrons secondaires entraînant ainsi l'extinction du plasma.

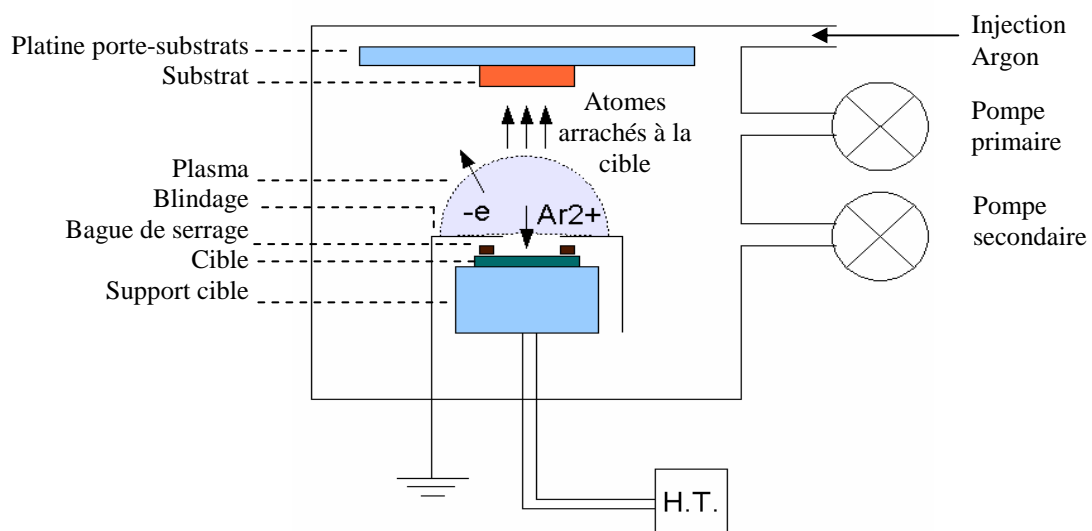


Figure.1 : Représentation schématique du principe de fonctionnement d'un bâti de pulvérisation.

Selon la nature du matériau cible à déposer, métal ou isolant, deux mode de dépôt sont possibles par pulvérisation cathodique : le mode DC et le mode RF. En DC, une tension continue est appliquée entre les électrodes. Ce procédé est utilisé principalement pour déposer les métaux et les semi-conducteurs. En effet, la cible étant bombardée par des cations elle se charge positivement. Après un certain temps, cette charge de surface repousse les ions incidents, empêchant ainsi le dépôt. D'où le besoin d'un matériau conducteur ou semi-conducteur pour assurer l'évacuation des charges. Pour déposer des isolants en pulvérisation cathodique, le mode RF est utilisé, ce qui permet l'évacuation des charges surfaciques. C'est

alors une tension alternative qui est appliquée entre les électrodes. Les ions positifs d'argon étant beaucoup moins mobiles que les électrons, la fréquence peut être choisie.

Dans le cadre de cette thèse, les échantillons étudiés étaient de deux natures. Il s'agissait soit de structures en multicouches, c'est-à-dire d'empilements alternants deux matériaux différents afin d'obtenir des propriétés particulières, soit d'alliage à base de Co. Dans le premier cas, les couches étaient pulvérisées par nos soins au laboratoire dans une machine PLASSYS et se présentaient sous la forme de multicouches Co/Pt (anisotropie perpendiculaire, moment magnétique relativement élevé et bonne résistance à la corrosion [1]). Dans le deuxième, des alliages CoPtCr avaient été déposés par Seagate Research sur nos structures pré-gravées, ou sur des substrats continus gravés par la suite.

2- Propriétés magnétiques des couches à anisotropie perpendiculaire

2-1 Cristallographie et généralités des multicouches Co/Pt

Les multicouches sont déposées par pulvérisation cathodique sur des substrats de Si(001) couverts d'un oxyde natif ou thermique d'une épaisseur de 20 ou 100nm respectivement. Les études de diffraction aux rayons X, et les nombreuses références sur le sujet [2][3], ont montré que les couches croissent selon la direction [111] des plans denses. La texturation (111) dépend fortement des tampons utilisés (ici le Pt), ainsi que de leur épaisseur, ce qui peut entraîner de fortes variations des propriétés extrinsèques, telle que la coercitivité, voire intrinsèques, comme l'anisotropie de surface. Cette variation observée du champ coercitif avec l'épaisseur de couche tampon a été utilisée ici pour « durcir » nos couches et avoir des champs de renversement suffisamment importants sur les plots.

Le Co s'épitaixe directement sur le Pt malgré le désaccord paramétrique (9.7%). Les grains ont des tailles variant entre 12 et 20nm et présentent une forte mozaïcité qui peut être réduite par des recuits post-dépôts. Les propriétés générales des multicouches Co/Pt dépendent enfin des conditions de leur dépôt (pression dans l'enceinte et vitesse, tension sur les cibles, distance de tir...), qui ont des répercussions directes sur la cristallographie et le magnétisme.

2-2 Anisotropie et aimantation

a- Anisotropie magnétocristalline

Dans un cristal, l'aimantation s'oriente préférentiellement selon certains axes, dit axes de facile aimantation. Cette anisotropie, liée au couplage spin orbital, s'appelle anisotropie magnétocristalline. Son énergie peut être développée sur une base angulaire de l'espace en utilisant les cosinus directeurs d'angles relatifs aux directions du cristal. Dans le cas des couches minces, ici des multicouches Co/Pt, on distinguera les interactions de volume, ou de surface. En effet, les brisures de symétrie dues à la basse dimensionnalité [4] influent sur les propriétés d'anisotropie, et peuvent donner naissance à des termes inédits dans les matériaux volumiques. Pour une couche à anisotropie uniaxiale, *i.e.* où l'aimantation s'oriente selon une direction principale unique, le terme volumique d'anisotropie s'exprime par :

$$E_V = K_V \sin^2 \theta \quad (1)$$

Où θ est l'angle entre l'axe facile et la direction qui porte l'aimantation et K_V la constante d'anisotropie volumique.

b- Anisotropie de surface

La brisure de symétrie de surface, ou d'interface, autorise des termes en énergie au deuxième ordre (alors qu'ils sont interdits par exemple dans le cas d'un cristal cubique). Cette énergie surfacique s'exprime comme :

$$E_S = \frac{K_S}{e} \sin^2 \theta \quad (2)$$

Où θ est l'angle entre la normale à la couche et la direction qui porte l'aimantation, e l'épaisseur de la couche magnétique dont on considère les interfaces, et K_S la constante d'anisotropie de surface.

Au-delà des raisons de symétrie cristalline, l'origine de cette anisotropie dans le cas des multicouches Co/Pt semble provenir de l'hybridation électronique [5][6].

c- Energie démagnétisante

L'aimantation M d'un matériau crée un champ interne, dit démagnétisant, car il s'oppose en sens à cette dernière. Il est relié à M par un tenseur des coefficients de champs démagnétisant :

$$\vec{H}_D = -N\vec{M} \quad (3)$$

Dans le cas d'une couche mince, le champ démagnétisant est orienté selon la direction perpendiculaire uniquement, et opposé en sens à M . Notons que lors du renversement de l'aimantation dans une couche à aimantation perpendiculaire, le champ interne est un moteur à la nucléation.

Le couplage entre H_D et M définit l'énergie interne du système magnétique, appelée énergie démagnétisante et qui s'écrit :

$$E_D = \frac{1}{2} \mu_0 M_s^2 \cos^2 \theta \quad (4)$$

Où θ est l'angle entre la normale à la couche (axe z) et la direction qui porte l'aimantation.

d- Anisotropie effective

Les termes magnétocristallins, qu'ils soient volumique ou surfacique, et le terme démagnétisant, ont des effets opposés sur l'aimantation. Le terme dipolaire tend en effet à ramener l'aimantation dans le plan, alors que le terme cristallin la retient selon l'axe préférentiel. L'anisotropie totale s'écrit à une constante près :

$$E_T = \left(\frac{K_s}{e} + K_v - \frac{1}{2} \mu_0 M_s^2 \right) \sin^2 \theta \quad (5)$$

Il est possible de définir une anisotropie effective telle que :

$$K_{eff} = \frac{K_s}{e} + K_v - \frac{1}{2} \mu_0 M_s^2 = K_u - \frac{1}{2} \mu_0 M_s^2 \quad (6)$$

Dans la majorité des cas, le terme démagnétisant est le plus important, et l'aimantation est dans le plan des couches (effet de forme prépondérant). Par contre, lorsqu'un K_D positif et suffisant existe pour supplanter les effets dipolaires, l'axe facile peut être normal au plan du film. C'est le cas des couches de Co/Pt.

Résultats

Les couches déposées par nos soins étaient du type $\text{Pt}_{15}/(\text{Co}_{0.6}/\text{Pt}_{1.8})_4$ (dimensions en nm). Les mesures que nous avons effectuées de l'aimantation et de l'anisotropie nous amènent aux résultats résumés dans le tableau ci-dessous :

M_S A/m	K_{eff} J/m ³	A (échange) J/m
1.4×10^6	3×10^5	0.3×10^{-11}

3- Caractérisation magnétique des échantillons pré-gravés

3-1 Structure en domaines magnétiques

Pour mémoriser un bit (de valeur 0 ou 1), chaque plot doit présenter une structure monodomaine de son aimantation. Il a été démontré que la structure en domaines est fortement liée à la taille des plots ainsi qu'à l'épaisseur de la couche magnétique déposée. En effet, la taille des domaines à l'équilibre est un paramètre majeur de la stabilité monodomaine du plot [7][8][9]. Notons que lors du renversement de l'aimantation, dans des plots dont l'extension spatiale est supérieure à la largeur de paroi de domaines magnétiques, les étapes de nucléation font apparaître au moins deux domaines instables à l'intérieur de la nanostructure, pendant un temps déterminé par l'expérience.

Sur la figure-2, nous avons représenté deux images magnétiques mesurées par Microscopie à Force Magnétique, réalisées sous vide primaire. Cette technique d'imagerie magnétique sous vide permet de travailler sur des surfaces présentant de fortes topologies, avec des pointes à faible moment, et sans couche de protection, en balayant à des hauteurs de vol relativement réduites (mesures effectuées à Seagate Research). Les échantillons seront nommés échantillon SPINTEC et échantillon Seagate dans la suite de ce manuscrit. Le premier échantillon est un réseau de plots carrés de $80 \times 80 \text{ nm}^2$, espacés de 65nm, répartis en pistes rectilignes et parallèles, fabriqué en Si par nanoimpression, suivi d'un dépôt d'une multicouche de $\text{Pt}_{15}/(\text{Co}_{0.6}/\text{Pt}_{1.8})_4$ (figure-2a). Le deuxième est un réseau de plots circulaires de 100nm de diamètre, espacés de 100 nm, répartis en pistes circulaires dans une géométrie hexagonale et gravés directement dans un alliage de CoCrPt après une nanostructuration par lithographie électronique (figure-2b). On constate d'après les deux images que chaque plot présente un contraste uniforme sombre ou clair, c'est-à-dire un contraste monopolaire

classique observé dans le cas de couches à aimantation hors du plan. Ces mesures montrent que dans un état rémanent, les plots restent monodomaines.

3-2 Couplages directs et indirects

Chaque plot est géométriquement isolé de ses voisins par la lithographie. C'est cet avantage qui permet d'augmenter considérablement les densités de stockage, puisque les transitions inter bits sont dépourvues de matériau magnétique, et donc de signal parasite à la lecture. Dans notre système pré-gravé, la couche sensible étant déposée dans la majorité des cas post dépôt, il pourrait éventuellement exister un couplage par échange direct entre chaque plot adjacent. Ces éventualités ont déjà été étudiées préalablement dans une autre thèse [10] et publiées dans la référence [11]. Lorsque le rapport d'aspect hauteur : espacement est suffisant, il a été montré que les plots sont systématiquement découplés (rapport d'aspect proche de 1 : 3). La seule source de couplage existant est un couplage magnétostatique, ou dipolaire, qui reste relativement faible dans le cas de couches à aimantation perpendiculaire et pour nos géométries (le champ dipolaire entre plus proche voisins dans le cas d'une configuration d'aimantation très défavorable est de moins de 100Oe, alors que les champs de renversement sont proches de 3.5 à 5kOe).

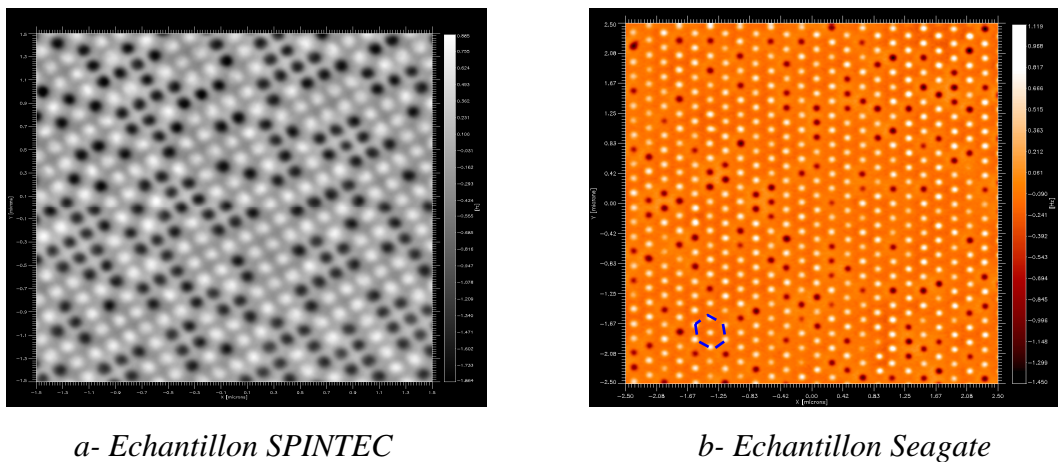


Figure.2: Images MFM, (a) $3 \times 3 \mu\text{m}^2$ d'une multicouche de $\text{Pt}_{15}/(\text{Co}_{0.6}/\text{Pt}_{1.8})_4$ déposée sur un réseau de plots carrés de $80 \times 80 \text{nm}^2$ espacés de 65nm. (b) $5 \times 5 \mu\text{m}^2$ de plots circulaires de 100nm de diamètre espacés de 100nm et répartis en pistes circulaires dans une géométrie hexagonale gravés dans une couche de CoCrPt.

3-3 Hystérésis et coercivité

Les figures-3 (a) et (b) présentent les cycles d'hystérésis mesurés par effet Kerr polaire sur les échantillons SPINTEC et Seagate respectivement (le principe de la technique de mesure par effet Kerr est rappelée dans l'annexe-B) :

i) Concernant l'échantillon SPINTEC, *i.e.* une multicouche de Co/Pt déposée par nos soins sur des substrats préformés, on observe deux transitions classiques : la première, aux alentours de 400Oe, est due au renversement des tranchées (zones inter plots) dont la coercitivité est relativement proche d'une couche continue ; la deuxième, vers 3kOe, correspond aux plots eux-mêmes. Il y a donc une forte augmentation du champ coercitif entre une couche continue et une couche déposée sur des plots, ainsi qu'un étalement en champ de renversement important (entre 2 et 4kOe). Cette observation a déjà été faite sur ce système auparavant, et des systèmes similaires dont les nanostructures étaient transférées directement dans la couche magnétique [12].

ii) Concernant l'échantillon Seagate, où les plots étaient gravés par Seagate directement dans la couche de CoPtCr, une seule transition est observée entre 5,3kOe et 8.5kOe, pour un champ coercitif moyen de l'ordre de 7kOe. Signalons ici que le champ coercitif d'une couche continue de CoPtCr est du même ordre de grandeur.

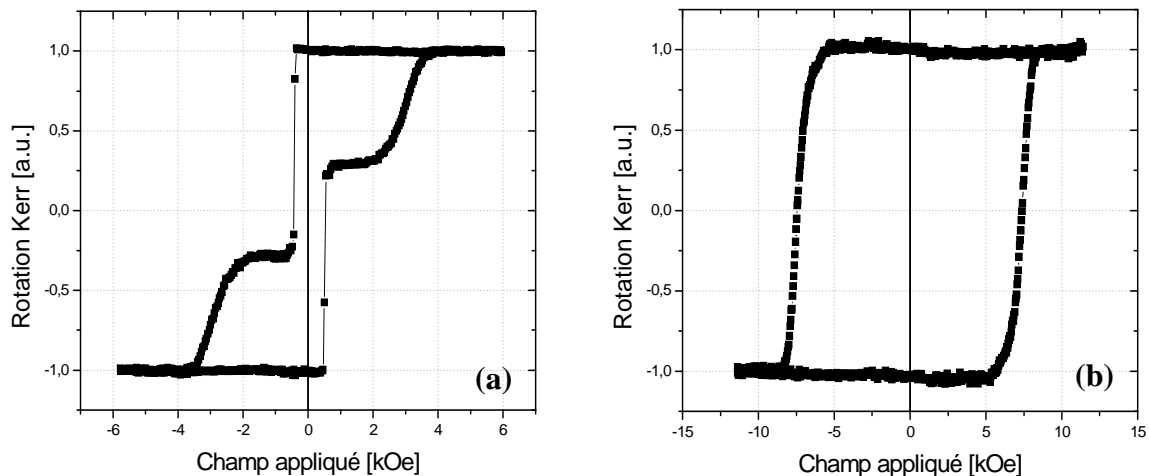


Figure.3: Cycles d'hystérésis mesurés par effet Kerr polaire sur les deux échantillons SPINTEC (a) et Seagate (b).

L'augmentation du champ coercitif entre une couche continue et un système discret de même nature magnétique n'est donc pas systématique. Dans le cas d'une couche « peu dure » comme celles que nous déposons au laboratoire, où les champs critiques valent quelques centaines d'Oe, le renversement est initié par une étape de nucléation sur un défaut majeur et suivi par une propagation des parois de domaines magnétiques à travers l'échantillon. Le champ de renversement est donc un minorant des champs de nucléation. Par contre, la même couche déposée de la même manière et dans les mêmes conditions sur un réseau de plots, verra sa coercitivité moyenne augmenter, car chaque structure possédera son propre champ de nucléation. La distribution de défauts reflétera alors la distribution des champs de renversement et réciproquement. Dans le cas d'une couche destinée au stockage de l'information, les grains dans ces couches sont proches de 10nm, c'est-à-dire du même ordre de grandeur que la largeur de paroi de domaines magnétiques. Le renversement de la couche de CoPtCr, même pleine tranche, se fera donc par un renversement successif de l'ensemble des grains découplés, grains dont l'aimantation selon toute probabilité transitera d'un état à l'autre par une rotation cohérente. A l'activation thermique et aux défauts structuraux près, le champ de renversement du grain sera le champ d'anisotropie. La distribution des champs coercitifs dans ce cas reflétera la dispersion des grains, en taille et inhomogénéité, *i.e.* la dispersion de l'anisotropie locale.

3-4 Distribution de champs de retournement

La distribution du champ de retournement (notée en anglais et couramment usitée dans le cadre de l'enregistrement magnétique Switching field distribution : SFD), est un paramètre crucial dans la détermination des limites des performances d'enregistrement des médias discrets, notamment en phase d'écriture. Il a un impact majeur sur la résolution en écriture [13]-[14]. Un SFD très important provoquera des erreurs d'écriture en renversant des plots déjà écrits sur les pistes voisines avec le pôle large de la tête d'écriture, ce qui risque d'engendrer un taux d'erreurs important.

Nous avons mesuré le SFD sur l'échantillon SPINTEC, en utilisant le microscope à force magnétique (MFM) sous vide. Sur la figure-4, nous avons présenté des images MFM de l'échantillon SPINTEC à l'état rémanent après l'avoir exposé à plusieurs valeurs de champ magnétique jusqu'au retournement de tous les plots. Nous retrouvons ce qui avait été mesuré par effet Kerr polaire avec une plus grande statistique : une SFD de l'ordre de 2kOe.

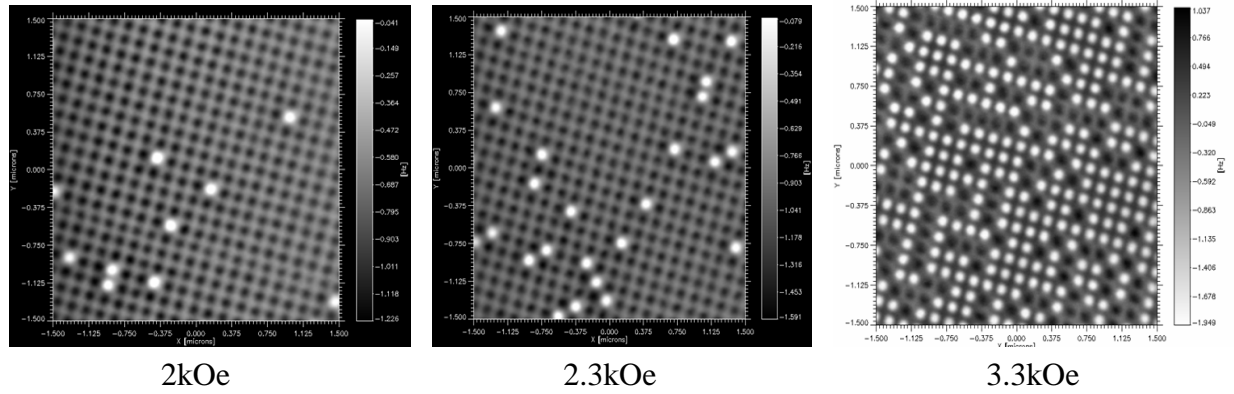


Figure.4: Images MFM mesurées sous vide sur l'échantillon SPINTEC après lui avoir appliqué plusieurs valeurs de champ magnétique externe croissantes.

La mesure du SFD de l'échantillon Seagate a été effectuée en appliquant un courant continu d'effacement dans une tête d'écriture placée au contact du réseau et balayant ce dernier alternativement (voir le chapitre 4 pour le descriptif du banc expérimental permettant cette étude).

Afin d'assurer les mêmes conditions initiales entre chaque mesure, nous avons effacé la surface étudiée en lui appliquant un courant très élevé de -40mA (formatage du disque ou de l'échantillon). Ensuite, une série de valeurs de courant d'effacement croissant avec une polarité opposée a été appliquée sur la même partie de réseau. La figure-5 présente quelques graphiques de densité tracés d'après le signal GMR de la tête de lecture lorsque la phase d'écriture était terminée. Comme dans le cas d'une image MFM, les contrastes monopolaires sont associés à la direction de l'aimantation.

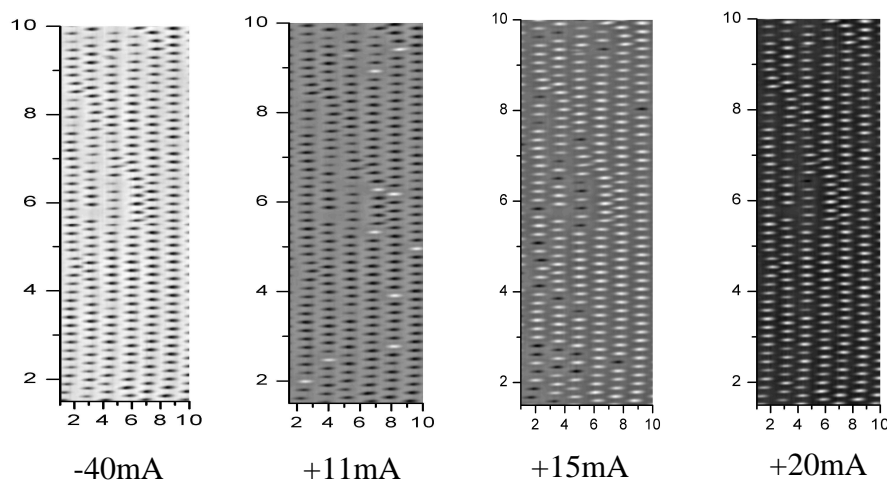


Figure.5: Images GMR mesurés par le testeur quasi-statique sur l'échantillon Seagate après lui avoir appliqué plusieurs valeurs de courants d'effacement.

On observe que le renversement ne se produit pas pour tous les plots collectivement à la même valeur de courant. En comptant le nombre de plots renversés pour chaque valeur de courant, on a pu tracer une partie du cycle d'hystérésis pour cet échantillon en fonction du courant d'écriture (figure-6). On en déduit qu'il est possible d'écrire des plots dans une large gamme de courant allant de +10mA jusqu'à +18mA, en accord avec la mesure MOKE (figure-3(b)).

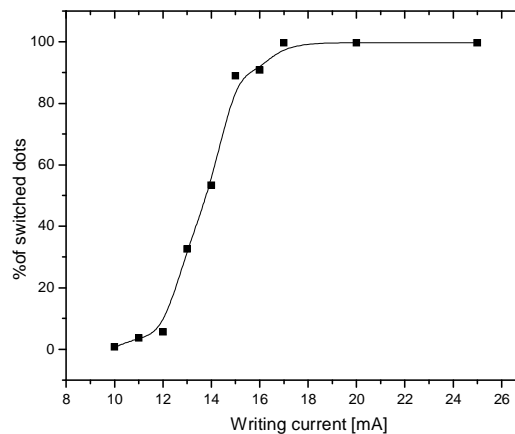


Figure.6: Hystérésis de l'échantillon Seagate tracé en pourcentage du nombre de plots renversés en fonction du courant d'effacement appliqué

4- Etude dynamique du renversement des plots

La connaissance des processus physiques ayant trait au renversement dynamique de l'aimantation dans les systèmes discrets est fondamentale. En effet, afin d'atteindre de hauts taux de transfert, les bits doivent être adressés à des fréquences atteignant le GHz, voire au-delà. On distinguera les régimes dits thermiquement activés, pour des temps de renversements longs devant la ns, des régimes forcés pour les temps plus courts.

4-1 Aspect théoriques

Le renversement de l'aimantation est un processus caractérisé aux temps longs ($\gg 1$ ns) par le franchissement d'une barrière d'énergie séparant les deux états $\pm M_s$ comme il est montré sur la figure 7. L'action du champ extérieur est d'abaisser la hauteur de barrière ΔE afin de permettre à M de transiter. Ce phénomène est thermiquement activé, *i.e.* la probabilité de passage pour une hauteur de barrière donnée différente de 0 est non nulle.

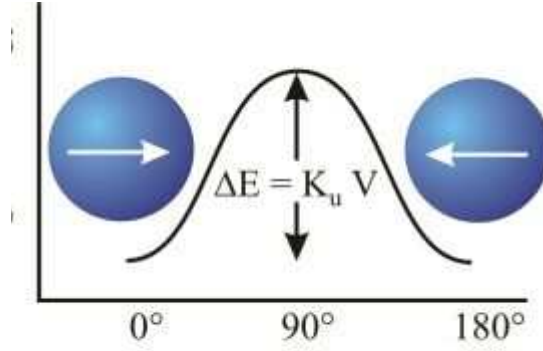


Figure.7: Représentation schématique du renversement de l'aimantation par passage thermiquement activé d'une barrière d'énergie.

a- Expression de ΔE

D'une façon générale, la hauteur de barrière s'écrit sous la forme dérivée du modèle de Stoner Wohlfarth [15] comme :

$$\Delta E = E_0 \left(1 - \frac{H}{H_0} \right)^\alpha \quad (7)$$

Dans le cas du renversement cohérent (l'aimantation peut être vue comme un macrospin tournant autour de l'axe facile de manière continue), les termes E_0 et H_0 sont l'énergie d'anisotropie $K_{\text{eff}}.V$ et le champ d'anisotropie $H_K = 2K_{\text{eff}}/M_S$ respectivement. Ici, ces deux termes représentent une énergie et un champ de nucléation dont on peut ajuster les valeurs afin de reproduire les données expérimentales. L'exposant α dépend de l'orientation du champ vis-à-vis de l'axe facile. Il est généralement choisi de façon à ce que la hauteur de barrière ait une dépendance quadratique en champ, mais il peut être compris entre 1 et 2 [16][17][18].

L'observation du renversement cohérent n'a été possible à ce jour que dans des particules d'extension spatiale inférieure à la largeur de paroi de domaines magnétiques [21]. Dans des couches minces, ou des systèmes en plots tels que ceux décrits dans cette thèse, le renversement est initié par une étape de nucléation, suivie d'une propagation des parois de domaines à travers la nanostructure. L'utilisation d'une forme de barrière (7) peut donc être justifiée. Cependant, il a été montré récemment qu'une barrière variant inversement proportionnellement au champ appliqué permettait un ajustement précis des données expérimentales recueillies lors de campagnes de mesures dynamiques sur des plots à aimantation perpendiculaire [22]. Ce modèle, dit de gouttelette, exprime l'énergie de nucléation comme une compétition entre un terme de surface (énergie de paroi) et un terme de

volume (énergie Zeemann). Il avait été développé à la base pour expliquer les variations thermiques de la coercitivité dans des alliages de terre rare [23][24]. Malgré tout, dans le domaine de l'enregistrement magnétique, il est usuel d'utiliser une forme de barrière (7) pour ajuster les mesures de traînage ou en température, afin d'extraire des critères de stabilité, ou des volumes d'activation.

b- Temps de relaxation

Le temps de passage de la barrière s'exprime selon la loi d'Arrhénius-Néel [25] :

$$\tau = \tau_0 \exp \frac{\Delta E}{kT} \quad (8)$$

Où τ_0 est un temps caractéristique proche de la nanoseconde, k la constante de Boltzmann et T la température absolue.

On peut alors montrer simplement que l'aimantation réduite varie comme :

$$m = 2 \exp \frac{-t}{\tau} - 1 \quad (9)$$

Lorsque l'on part d'un état saturé et qu'on applique un champ magnétique constant opposé en sens à l'aimantation, on procède à une mesure de traînage magnétique, où les effets d'activation thermique se feront ressentir. Un cycle d'hystérésis est en quelque sorte une succession de mesures de traînage, mais où le temps laissé à l'aimantation pour relaxer est limité par le taux de balayage du champ appliqué.

c- Distribution de barrières

Dans le cas d'un échantillon réel, il n'est pas envisageable de considérer qu'une barrière unique s'oppose au renversement de l'aimantation. Les nucléations peuvent être multiples et initiées en divers endroits. Il est souvent nécessaire d'introduire une distribution de barrières d'énergie afin d'expliquer les mesures. L'expression de la variation temporelle de l'aimantation devient donc :

$$m = \int_{-\infty}^{+\infty} \left(2 \exp \frac{-t}{\tau} - 1 \right) f(E) dE \quad (10)$$

Où $f(E)$ est la fonction de distribution des barrières d'énergie.

d- Régime précessionnel ou forcé

Lorsque l'aimantation transite dans des temps très courts, proches voire inférieurs à la ns, il n'est plus plausible de parler de franchissement de barrière : on est dans le régime précessionnel. L'aimantation suit alors une trajectoire dans le paysage d'énergie qui est donnée par les équations de Landau Lifshitz Gilbert [26].

4-2 Variation du champ coercitif vs. vitesse de balayage

Sur la figure-8, sont présentés les cycles d'hystérésis mesurés par MOKE sur l'échantillon SPINTEC pour une série de vitesses de balayage de champ. On constate que la coercitivité croît avec la vitesse de balayage, ce qui est une manifestation directe de l'activation thermique.

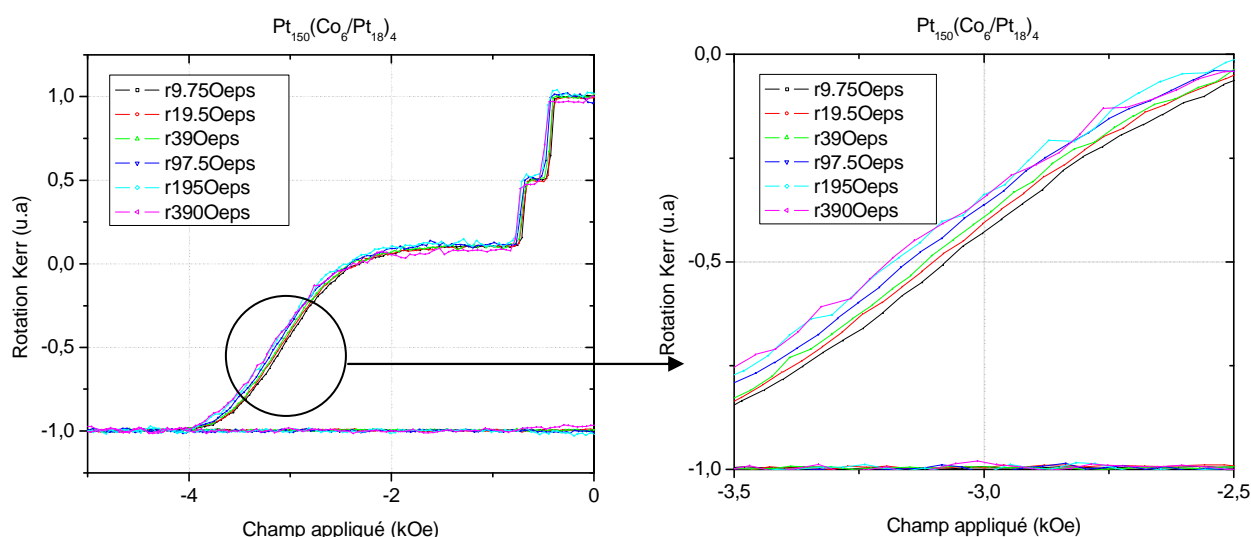


Figure.8: Cycles d'hystérésis mesurés sur l'échantillon SPINTEC par MOKE pour différentes vitesses de balayage.

Les mêmes mesures ont été effectuées sur le disque gravé par Seagate dans une couche de CoPtCr. Elles sont présentées sur la figure 9. On peut faire une observation identique sur l'évolution du champ coercitif avec la vitesse de balayage du champ appliqué. Il est important de signaler ici que le champ de renversement relevé sur les graphiques est en fait un champ coercitif moyen correspondant au renversement de l'aimantation dans un plot situé au milieu de la distribution. Suivre son évolution dynamique donne une image des propriétés moyennes du réseau. On peut estimer que les lois d'activation déduites de la dynamique de cette particule moyenne seront applicables au réseau entier. Il s'agira ensuite pour rendre compte

de l'ensemble du système d'introduire une distribution de barrières d'énergie, ou de temps de relaxation, dans les calculs et les ajustements théoriques.

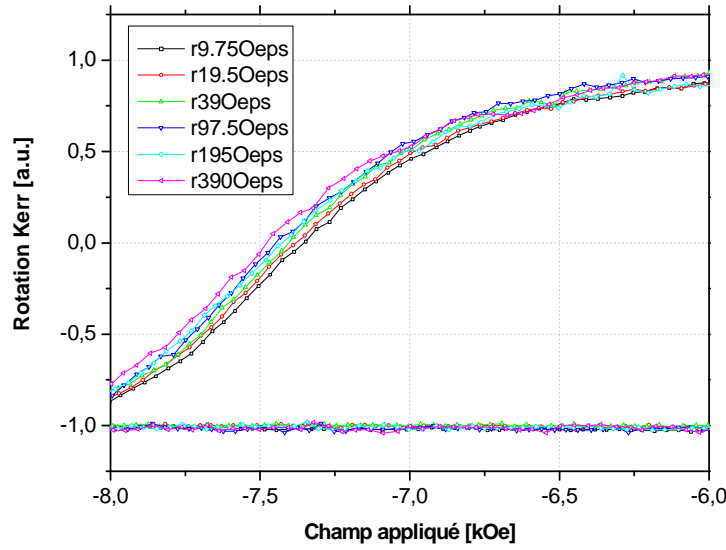


Figure.9: Cycles d'hystérésis mesurés sur l'échantillon Seagate par MOKE pour différentes vitesses de balayage.

Il est possible d'interpréter ces mesures en partant de la forme (9) de la variation temporelle de l'aimantation, mais en considérant le champ variable dans le temps, et en choisissant une forme de barrière d'énergie adéquate.

L'expression (9) devient alors :

$$m(H) = 2 \exp \left(- \int_0^H \frac{dH}{\frac{dH}{dt} \tau(H)} \right) - 1 \quad (11)$$

En utilisant la hauteur de barrière (7) pour α unitaire, l'intégration de (11) donne, pour $M(H_c)=0$, une variation dynamique de la coercitivité comme :

$$H_c(v) = H_0 + \frac{H_0}{\varepsilon} \ln \left[\exp(-\varepsilon) + \frac{\varepsilon \tau_0 v \ln 2}{H_0} \right] \quad (12)$$

ε : la barrière d'énergie, v : la vitesse de balayage du champ appliqué.

Les ajustements avec les données expérimentales sont montrés sur la figure 10.

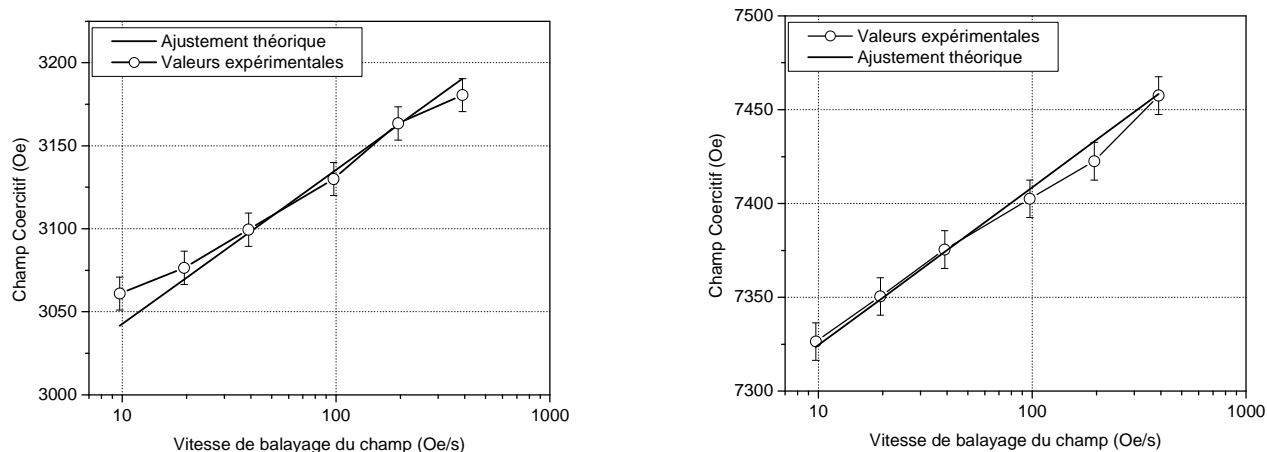


Figure.10 : Variations dynamiques expérimentales et calculées du champ coercitif moyen du réseau pour les deux échantillons considérés.

Les résultats de l'ajustement permettent de déduire les champs critiques et les hauteurs de barrière en champ nul (estimées à l'ambiante) :

Echantillon	H_0 (Oe)	ϵ (kT)
Echantillon Seagate	7305	200
Echantillon SPINTEC	3025	75

Les valeurs de hauteur de barrière permettent de déduire que les critères de stabilité de l'enregistrement sont remplis (l'information peut être stockée à long terme de façon stable). Les écarts entre les deux échantillons SPINTEC et Seagate au niveau de ϵ s'expliquent notamment par le fait que l'anisotropie magnétocristalline est relativement plus importante pour l'alliage que pour la multicouche (plus d'un ordre de grandeur). Les modes de renversement de l'aimantation sont aussi très différents pour les deux systèmes, comme il a été précisé auparavant. Dans le cas du disque, le renversement est cohérent à l'intérieur des grains, alors que pour la multicouche, il s'agit toujours d'une nucléation suivie d'une propagation de parois à travers chaque plot. **Ces variations importantes de la hauteur de barrière se matérialiseront par des tenues à l'enregistrement très différentes (voir chapitre 4).**

4-3 Viscosité magnétique

Lorsque l'on étudie la dépendance temporelle de l'aimantation sur des échantillons réels, on se rend compte qu'elle n'est pas exponentielle, comme le décrit le modèle théorique établi par Néel [25], mais plutôt logarithmique. Cette déviation par rapport au modèle provient du fait qu'il existe dans tout échantillon macroscopique une distribution de barrières d'énergie. Comme il a déjà été précisé dans ce chapitre, le calcul de la variation temporelle de l'aimantation s'écrit sous la forme (10).

La fonction de distribution $f(E)$ peut être gaussienne, normale ou rectangulaire, le calcul analytique, ou numérique, montre qu'en fonction de sa largeur notée σ , $m(t)$ possède pour σ très petit une trace exponentielle et pour σ plus grand une trace logarithmique. Généralement, on écrit $m(t)$ comme :

$$m(t) = A + S \ln(t/t_0) \quad (13)$$

On pourra consulter les références [27][28] à ce sujet, où différents auteurs montrent ce résultat par différents modes de calcul.

Il est possible d'écrire une équation différentielle totale telle que :

$$dM_{irr} = S d \ln(t) + \chi_{irr} dH \quad (14)$$

Où

$$S(H, t) = \left. \frac{\partial M_{irr}}{\partial \ln(t)} \right|_H \quad \text{et} \quad \chi_{irr} = \left. \frac{\partial M_{irr}}{\partial H} \right|_t$$

Le deuxième terme caractérise en fait la variation de l'aimantation sous l'application du champ extérieur, comme on pourrait l'écrire dans le cas d'un matériau paramagnétique ; le premier terme étant lié à l'activation thermique et au traînage magnétique proprement dit.

Sous certaines conditions, le terme S est équivalent au champ de fluctuation H_f décrit par Néel et Wohlfarth [29][30], et le plus souvent relié aux barrière d'énergie qu'il faut franchir pour renverser l'aimantation [31][32][28]. Ainsi la viscosité magnétique peut être écrite comme le ratio :

$$S = - \frac{kT}{\frac{\partial \Delta E}{\partial H}} \quad (15)$$

Wohlfarth et Gaunt [29][31] ont proposé que la viscosité magnétique soit proportionnelle au volume de nucléation V , d'après l'équation (15), telle que :

$$S = \frac{kT}{\mu_0 V M_s} \quad (16)$$

Notons que les mesures que l'on peut faire de la viscosité magnétique dans une configuration perpendiculaire de l'aimantation sont données aux termes démagnétisants près. En effet, lorsque l'aimantation est planaire, l'acquisition temporelle de la variation de M donne directement le terme S . Pour des couches à anisotropie hors du plan, le champ démagnétisant est d'abord un moteur à la nucléation, lorsque M est orientée dans la direction opposée au champ appliqué. Certains auteurs ont proposé une méthode de mesure afin de corriger pas à pas les effets démagnétisants et extraire la viscosité intrinsèque des échantillons [33]. D'autres ont étayé les effets de forme sur le traînage magnétique [34]. Sur la figure 11 sont présentées les courbes de relaxation de l'aimantation mesurées sur l'échantillon SPINTEC sous un champ extérieur constant. On remarque que leur variation est logarithmique. Un ajustement linéaire pour chaque valeur de champ nous permet d'extraire la viscosité magnétique tracée sur la figure 12. En utilisant la formule (16), on peut calculer le volume de nucléation, qui rapporté à l'épaisseur de la couche, et en supposant une gouttelette cylindrique, donne une largeur de nucléation, ici égale ou supérieure à une largeur de paroi de domaines magnétiques (voir figure 12).

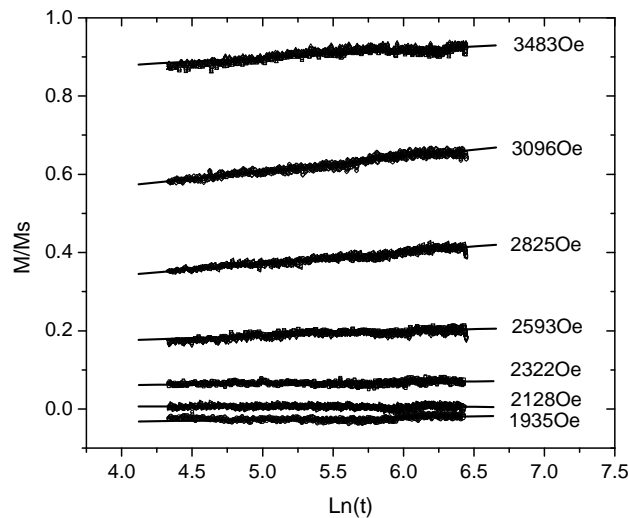


Figure.11 : Variation temporelle de l'aimantation sous champ constant (indiqué en marge du graphique) pour l'échantillon SPINTEC.

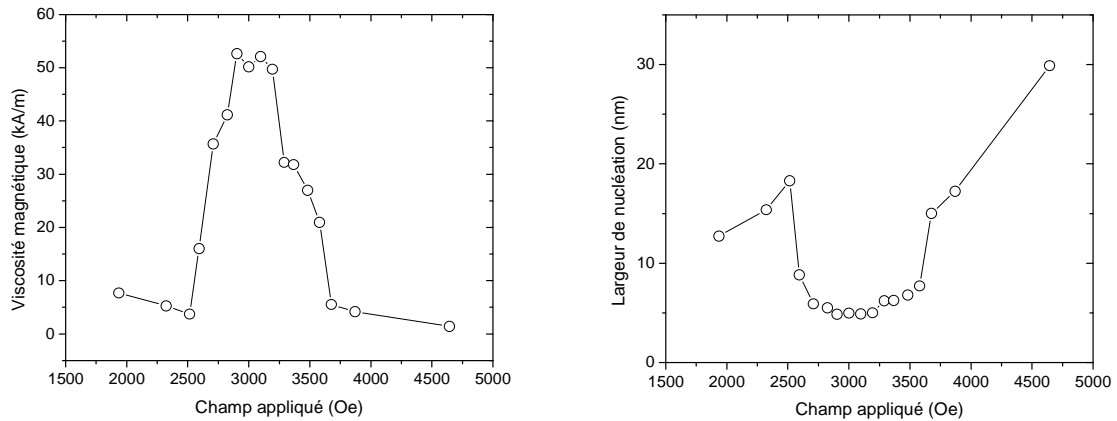


Figure.12 : Variation de la viscosité magnétique et de la longueur de nucléation pour l'échantillon SPINTEC, mesurée pour différentes valeurs de champ externe et constant.

4-4 Renversement au GHz : utilisation d'une tête d'écriture

Il est possible d'utiliser une tête d'écriture pour étudier le renversement ultra rapide des bits d'information, à des échelles de temps sub nanoseconde, là où les lois d'activation décrites auparavant n'ont plus cours [35]. Nous avons étudié l'influence du temps de renversement sur le courant d'écriture pour l'échantillon Seagate en utilisant le testeur quasi-statique dont le fonctionnement sera détaillé dans le chapitre 4. Après avoir effacé une zone de l'échantillon, nous avons positionné le pôle d'écriture à la verticale d'un plot déterminé, sur lequel on a appliqué une série d'impulsions de champ magnétique pour renverser son aimantation. Les impulsions de courants ont été générées par le générateur Picosecond Pulse Labs generator (Model 10,060A, 10Volts Max, 55ps Risetime). La figure-13 présente l'évolution du courant d'écriture en fonction de la largeur de l'impulsion. On constate que plus la largeur de l'impulsion est petite, plus l'intensité du courant nécessaire au retournement du plot est élevée, et peut atteindre des valeurs proches de 75mA. Il est assez difficile d'extraire des informations physiques précises de ce genre d'expérience, sachant que la linéarité courant-champ dans la tête d'écriture n'est plus forcément valable dans ces régimes haute fréquence où les effets des courants de Foucault sont prépondérants. Ainsi une augmentation drastique du courant d'écriture ne correspond pas forcément à une augmentation proportionnée du champ appliqué. De plus, dans ces régimes de temps ultra courts, l'aimantation transite dans un renversement précessionnel et sans avoir une observation $m(t)$ précise, il est impossible de déterminer quelques paramètres que ce soit. Il

est aussi important de signaler que la propagation des parois de domaines dans un échantillon à ces vitesses de champ appliqué risque de prendre plus de temps que la largeur de l'impulsion. Enfin, l'information technologique maîtresse de cette expérience est liée au fait qu'il est possible d'adresser des plots individuels dans des fréquences supérieures au GHz, ce qui est fondamental dans le cadre des taux de transferts requis par les disques durs.

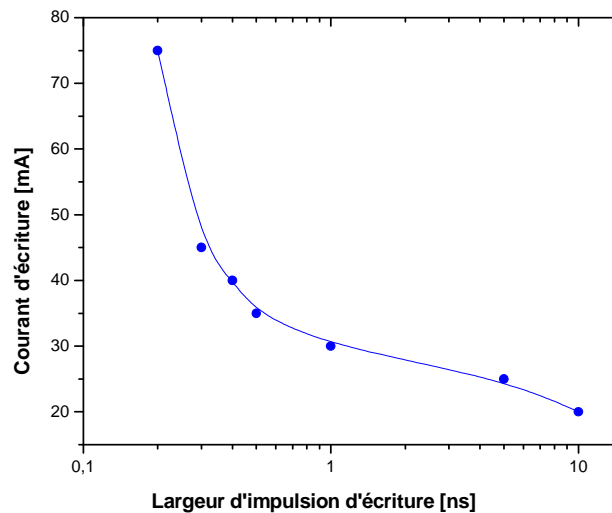


Figure.13: Présentation du courant d'écriture en fonction de la largeur d'impulsion mesuré sur l'échantillon Seagate en utilisant le testeur quasi-statique.

Conclusion

Des multicouches de Co/Pt et des couches d'alliage CoPtCr ont été déposées par pulvérisation cathodique sur des substrats préformés. Les propriétés magnétiques extrinsèques telles que la coercitivité ou la saturation sont notablement changées sur les nanostructures dans le cas des multicouches. En effet, on observe une augmentation systématique des champs de renversement et un étalement de leurs valeurs dû à la distribution des défauts dans l'échantillons : ce phénomène est caractéristique d'un mode de renversement par nucléation / propagation. Dans le cas des couches d'alliage, le renversement est cohérent dans les grains magnétiques, et la coercitivité reste inchangée entre la couche pleine tranche et l'échantillon structuré. Ces différences dans les modes de renversement s'expriment aussi dans les résultats des mesures dynamiques que nous avons pu mener ; l'échantillon couvert de la couche d'alliage présente en effet une meilleure stabilité thermique certainement due à sa plus grande anisotropie magnétocristalline. Cela aura un impact sur les tests d'écriture comme nous le verrons dans le chapitre suivant.

Références

- [1] T. Aoyama, K. Uchiyama, T. Kagotani, K. Hattori, Y. Wada, S. Okawa, H. Hatate, H. Nishio and I. Sato. Fabrication and properties of CoPt patterned media with perpendicular magnetic anisotropy. *IEEE Trans. Magn.* **37** (2001) 1646.
- [2] C.J. Lin *et al.* Magnetic and Structural Properties of Co/Pt Multilayers *J. Magn. Magn. Mater.* **93** (1991) 194.
- [3] S. Ferrer, J. Alvarez, E. Lundgren, X. Torrelles, P. Fajardo, and F. Boscherini Surface x-ray diffraction from Co/Pt(111) ultrathin films and alloys: Structure and magnetism *Phys. Rev. B* **56**, (1997) 9848.
- [4] L. Néel. *C.R. Acad. Sciences* **224** (1047) 1550.
- [5] G.H.O Daalderop *et al.* *Phys. Rev. B*, **42** (1990) 7270.
- [6] B.N. Engel *et al.* *Phys. Rev. B*, **48** (1993) 9894.
- [7] S. Landis, B. Rodmacq, and B. Dieny. Domain structure of magnetic layers deposited on patterned silicon. *Appl. Phys. Lett.* **75** (1999) 2473.
- [8] J. Lohau, A. Moser, C.A. Rettner, M.E. Best and B.D. Terris, Writing and reading perpendicular magnetic recording media patterned by a focused ion beam. *Appl. Phys. Lett.*, **78**(7) (2001) 990.
- [9] C. Kooy and U. Enz, Experimental and theoretical study of the domain configuration in thin layer of BaFe₁₂O₁₉. *Philips Res. Repts.*, **15** (1960) 7.
- [10] J. Moritz Thèse de l'Université Joseph Fourier, Enregistrement ultra-haute densité sur réseau de plots magnétiques nanométriques à aimantation perpendiculaire au plan (2003).
- [11] J. Moritz *et al.* Domain structure in pre-patterned media. *J. of Appl. Phys.*, **91** (2002) 7314.
- [12] J.-P. Jamet, S. Lemerle, P. Meyer, and J. Ferré, Dynamics of the magnetization reversal in Au/Co/Au micrometer-size dot arrays *Phys. Rev. B* **57** (1998) 14320.
- [13] R. J. M. van de Veerdonk, X. Wu, D. Weller. Switching field distribution and ΔM measurements for perpendicular media. *IEEE Trans. Magn.* **38** (2002) 2450
- [14] R. J. M. van de Veerdonk, X. Wu, D. Weller. Determination of switching field distribution for perpendicular recording media. *IEEE Trans. Magn.* **39** (2003) 590.
- [15] E.C Stoner and E.P. Wohlfarth *Philos. Trans. London Ser. A*, **240** (1948) 599.
- [16] Victora R.H. Predicted time dependence of the switching field for magnetic materials. *Phys. Rev. Lett.*, **63**(4) (1989) 457.

- [17] P. Bruno, G. Bayreuther, P. Beauvillain, C. Chappert, G. Lugert, D. Renard, J.P Renard, and J. Seiden, Hysteresis properties of ultrathin ferromagnetic films. *J. of App. Phys.*, **68** (1990) 5759.
- [18] M.P. Sharrock, Time dependence of switching fields in magnetic recording media (invited). *J. of App. Phys.*, **76**(10) (1994) 6413.
- [19] A. Aharoni, Magnetization curling. *Phys. Stat. Sol.*, **16** (1966) 3.
- [20] W.F.J. Brown, Magnetization buckling. *Phys. Rev.* **105** (1957) 1479.
- [21] W. Wernsdorfer *et al.* Experimental evidence of the Néel-Brown model of magnetization reversal. *Phys. Rev. Lett.*, **78**(9) (1997) 1791.
- [22] J. Moritz, B. Dieny, J.P. Nozières, Y. Pennec, J. Camarero and S. Pizzini, Experimental evidence of a $1/H$ activation law in nanostructures with perpendicular magnetic anisotropy. *Phys. Rev. B* **71** (2005) 100402.
- [23] B. Barbara, Homogeneous and inhomogeneous pinning in highly anisotropic materials. Paper N°8 at the Second International Symposium on Coercivity and Anisotropy of Rare-earth-Transition metal alloys, University of California, San Diego, July 1, 1978, (1978).
- [24] B. Barbara Magnetization processes in high anisotropic systems. *J. Magn. Magn. Mater.* **129** (1994) 79.
- [25] L. Néel *J. Phys. Rad.*, **12** (1951) 339.
- [26] W.F. Jr. Brown Thermal fluctuations of a single-domain particle. *Phys. Rev.* **130**(5) (1963) 1677.
- [27] P. Bruno Anisotropie magnétique et hystérésis du Co à l'échelle du plan atomique - Thèse de l'Université Paris Sud. (1989).
- [28] R. Street and J.C. Wooley *Proc. Phys. Soc. A* **62** (1949) 562.
- [29] E.P. Wohlfarth *J. Phys. F: Met. Phys.* **14** (1984) L155.
- [30] A. Lyberatos and R.W. Chantrell, The fluctuation field of ferromagnetic materials *J. Phys. : condens. Matter.* **9** (1997) 2623.
- [31] Gaunt P. Magnetic viscosity and thermal activation energy. *J. Appl. Phys.*, **59**(12) (1986) 4129.
- [32] Y. Estrin, P.G. McCormick and R. Street, *J. Phys. : Condens. Matter* **1** (1989) 4845.
- [33] K. Le Phan and C. Lodder *IEEE Trans. Magn.* **38** (2002) 2003.
- [34] R. Street and J.C. Wolley *Proc. Phys. Soc. A* **62** (1952) 679.

[35] A. Moser, D. Weller, M. E. Best and M. F. Doerner. Dynamic coercivity measurements in thin film recording media using a contact write/read tester. *J. Appl. Phys.* **85** (1999) 5018.

Chapitre 4

Fonctionnement en écriture/lecture des médias discrets

Contrairement aux médias continus où l'emplacement des bits sur le milieu de stockage est arbitraire, la position des bits dans le cas des médias discrets est prédéfinie par le procédé de nanostructuration. De ce fait, comprendre les conditions de synchronisation du champ d'écriture avec les nanostructures en position et en fréquence est essentiel pour écrire avec un taux d'erreur minimum. Nous avons pu étudier, à l'aide d'un testeur quasi-statique mis au point par nos soins, le comportement des médias discrets vis-à-vis de la synchronisation du signal d'écriture avec la périodicité du réseau. Nous montrons dans ce chapitre que le taux d'erreur dépend à la fois de la position relative pôle d'écriture – nanostructure, mais aussi de l'intensité du courant envoyé dans la tête. Il sera enfin présenté les premiers tests d'écriture sur des médias multiniveaux, permettant de stocker jusqu'à un octet sur chaque plot.

1- Le testeur quasi-statique

1-1 Description du testeur

Afin d'évaluer les propriétés à l'enregistrement des médias discrets dans les conditions réelles d'un disque dur, sans faire voler la tête au dessus de l'échantillon, nous avons mis au point un testeur quasi-statique. Ce dispositif expérimental, développé et amélioré par mes soins, présenté sur la (figure.1), est constitué des éléments suivants :

- Une plate forme piézoélectrique comprenant une céramique de titanate zirconate de plomb (PZT) pilotée par l'intermédiaire d'un servo-contrôleur le 'E-516 PZT Control Interface Module' sur deux canaux de sortie indépendants permettant de faire des déplacements précis suivant les axes x et y. L'actionneur PZT est contrôlé en agissant sur la tension d'alimentation (120volt max) ce qui permet de varier la position de ce dernier. La course maximale que peut atteindre cette table est de 100µm avec une précision inférieure à 2nm dans les directions x et y. La vitesse de balayage est ajustable ; généralement nous avons effectué nos mesures à de faibles vitesses, typiquement de 5µm/s.

Une tête d'écriture/lecture commerciale est fixée sur cette plate-forme piézoélectrique qui permet ainsi de contrôler son positionnement relativement aux plots sur la surface de l'échantillon. A noter aussi que la tête est mise en contact direct avec la surface de l'échantillon et que le contrôle des déplacements suivant l'axe Z se fait manuellement.

- Un générateur de fonction 'Hewlett Packard 33120A' 15 MHz synthétisé, capable de générer des signaux de formes et de largeur arbitraires est utilisé pour alimenter la tête d'écriture.

- Une détection synchrone qui permet de filtrer dans le signal total délivré par la tête de lecture la composante qui correspond à la fréquence d'excitation c'est à dire la fréquence du courant d'alimentation de l'élément magnétorésistif est utilisée pour la lecture de l'échantillon.

L'ensemble communique avec un ordinateur par l'envoi de commandes ASCII via une carte d'acquisition DAQ. Le pilotage du banc expérimental est assuré par un programme réalisé sous le logiciel Labview.

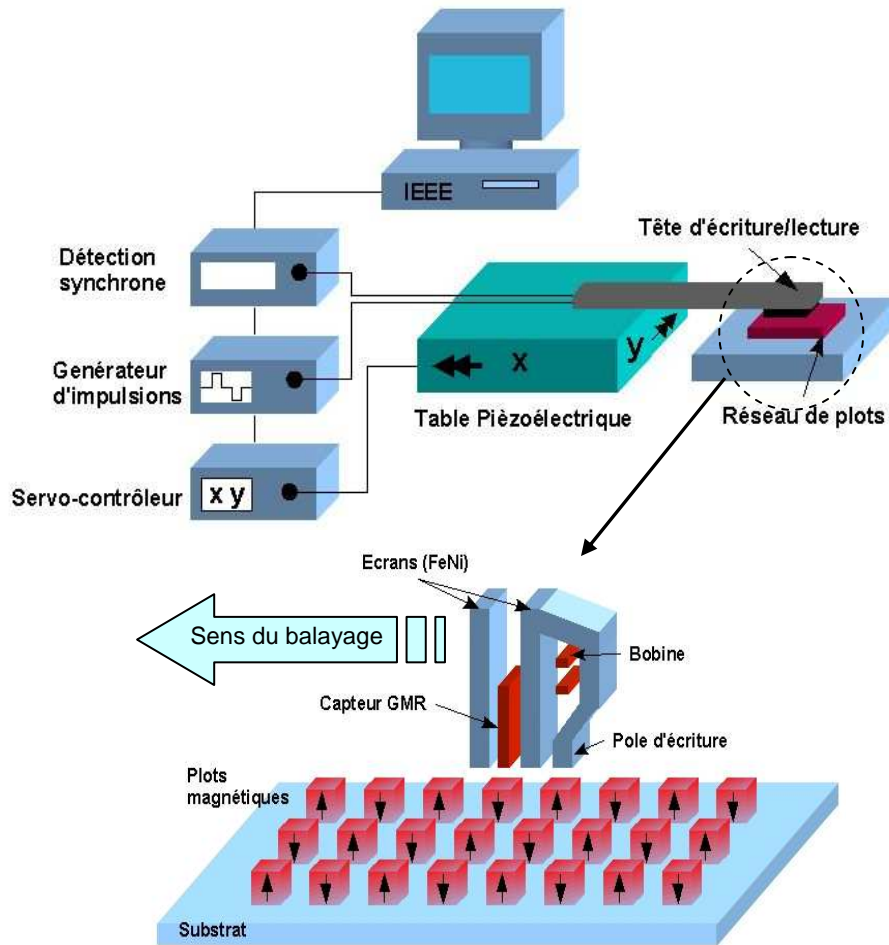


Figure.1 : Présentation schématique du testeur quasi-statique

1-2 Procédure d'écriture et de lecture

Après le positionnement du pôle d'écriture à la verticale d'un plot, une impulsion de courant d'amplitude et de durée ajustable est ensuite envoyée dans la tête pour renverser l'aimantation du plot (UP ou Down) selon la polarité de l'impulsion générée. En fait, pour positionner la tête avec précision sur les pistes de plots, on balaye l'échantillon en mode lecture et en même temps, à l'aide de micropositionneurs manuels, on ajuste les angles de contact entre le patin de la tête (*Slider*) et la surface de l'échantillon jusqu'à l'obtention d'un signal de lecture maximum, avec le minimum de bruit, ce qui est synonyme d'un contact optimal. A partir du signal de lecture, et en connaissant la distance exacte entre le pôle d'écriture et l'élément GMR, on arrive à régler la phase entre le gap d'écriture et les pistes de plots. Cette distance de quelques microns varie selon la génération de têtes et leur fabriquant.

Elle était de $4.5\mu\text{m}$ pour les têtes longitudinales que nous avons utilisées et qui nous étaient fournies par Headway.

En synchronisant l'impulsion de courant avec la position des plots, on arrive à renverser chaque plot individuellement, et écrire toute configuration de bits souhaitée. Sur les deux figures.2 et 4 on a présenté deux images réalisées par le testeur démontrant le contrôle d'écriture et de lecture des médias discrets en utilisant des têtes d'écriture/lecture « Headway » commerciales pour l'enregistrement longitudinal. Les deux images ont été tracées à partir du signal GMR collecté par la partie lecture de la tête (figures.3 et 5). Pour l'écriture nous utilisons la composante perpendiculaire du champ émanant du pôle d'écriture pour renverser l'aimantation des plots dans la direction souhaitée (voir annexe-C) [13,14]. Nous avons également utilisé des têtes d'enregistrement perpendiculaire de différentes tailles chez Seagate, pour écrire nos échantillons mais sans grand succès. Nos échantillons ne possédant pas de sous-couche magnétique douce pour canaliser le champ, il était très difficile d'écrire chaque plot individuellement sans affecter ses voisins. Le courant d'écriture appliqué dépend de la coercitivité de l'échantillon à mesurer. En général, pour nos échantillons de $\text{Pt}_{15}(\text{Co}_{0.6}/\text{Pt}_{1.8})_4$, un courant de 8 à 10mA, selon la qualité du contact entre la tête et la surface de l'échantillon, était suffisant pour les écrire, et de 15 à 17mA pour le Disque16-6.

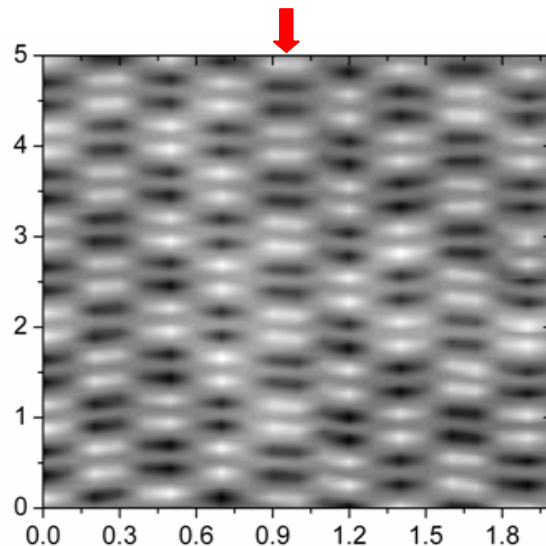


Figure.2 : Image magnétique réalisée par le testeur quasi-statique sur une zone de l'échantillon SPINTEC. Les contrastes noirs et blancs correspondent à la direction de l'aimantation des plots écrits UP et Down.

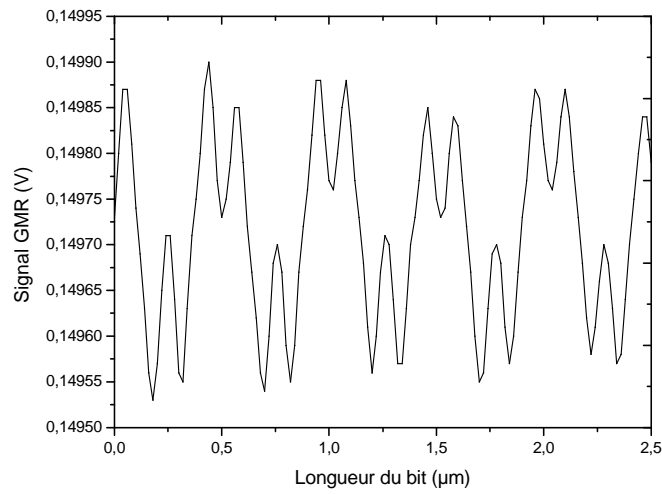


Figure.3 : Signal GMR mesuré par le testeur quasi-statique au niveau de la piste indiquée par la flèche sur la figure.2

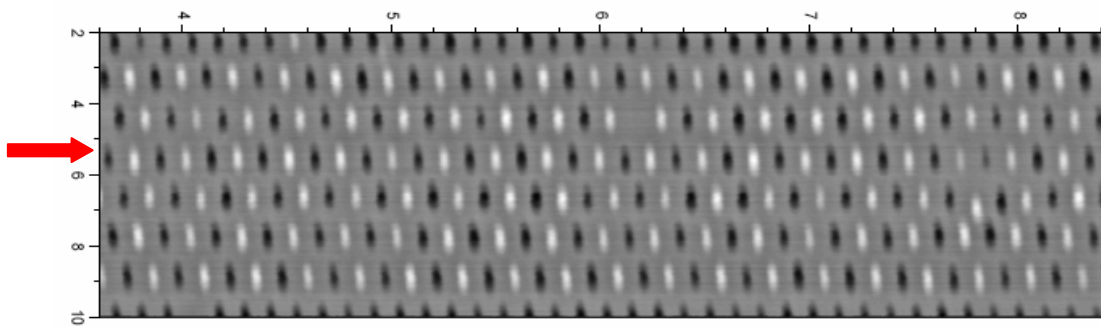


Figure.4 : Image magnétique réalisée par le testeur quasi-statique sur une zone de l'échantillon Seagate. Les contrastes noirs et blancs correspondent à la direction de l'aimantation des plots écrits UP et Down.

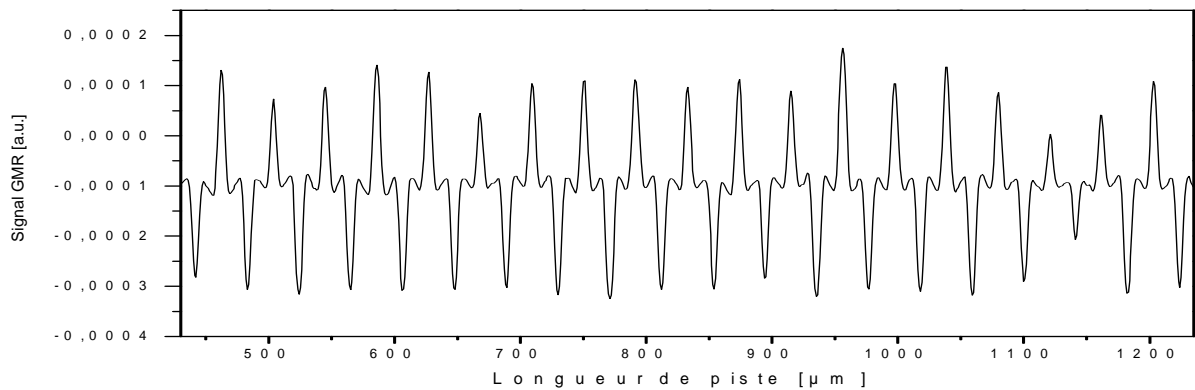


Figure.5 : Signal GMR mesuré par le testeur quasi-statique au niveau de la piste indiquée par la flèche sur la figure.4

2- Conditions de synchronisation

Contrairement aux medias longitudinaux où la position des bits sur le milieu de stockage est arbitraire, dans le cas des médias discrets la position de chaque bit sur le substrat est prédéfinie par le procédé de fabrication. En conséquence, l'impulsion du champ d'écriture doit être parfaitement synchronisée avec la position de chaque plot pour minimiser le taux d'erreurs à l'écriture [16,17,18]. Nous avons étudié expérimentalement, en utilisant le testeur quasi-statique, l'influence du déphasage de l'impulsion du champ d'écriture, relativement à la position du plot, sur la synchronisation, ainsi que la dépendance du taux d'erreur à l'écriture en fonction du courant combiné au déphasage.

2-1 Influence du déphasage à l'écriture sur la synchronisation

a- Mesure sur des pistes linéaires

Pour évaluer le taux d'erreurs à l'écriture en fonction du déphasage de l'impulsion du champ d'écriture par rapport à la position du plot, nous avons examiné le signal de lecture d'une seule et même piste de plots après avoir écrit une séquence de bits '**up**' et '**down**' avec différents déphasages (alternance de 1 et de 0, soit un plot sur deux '**up**', alternant avec un plot sur deux '**down**'). Pour cela, nous avons adopté le mode d'écriture en pas à pas, tel que le pas était exactement égal à la période entre les plots. Après chaque pas, une impulsion de courant positive ou négative est envoyée dans la tête pour une durée de 100ms. Le déphasage d'écriture (*phase shift*), défini par Δx (et Δy) entre l'impulsion de champ d'écriture et la topographie des plots le long et perpendiculairement aux pistes a été varié afin d'obtenir des bits synchronisées (écriture en phase) et désynchronisées (écriture déphasée). Deux configurations d'écritures ont été possibles : tous les plots étaient synchronisés (voir figure.6, pistes (1), (2) et (3)) ou bien écrits dans une configuration aléatoire (voir figure.6, pistes (23), (34) et (45)).

Pour quantifier la synchronisation, nous avons compté le nombre de plots correctement adressés, et nous avons tracé leur pourcentage en fonction du déphasage sur l'échantillon SPINTEC (voir figure 7, périodicité de 150nm au long de la piste et courant d'écriture de 10mA). Les optimums sur la courbe correspondent à une écriture synchronisée, sachant que le déphasage de 180° tous les 150nm indique que la polarité des plots a été inversée.

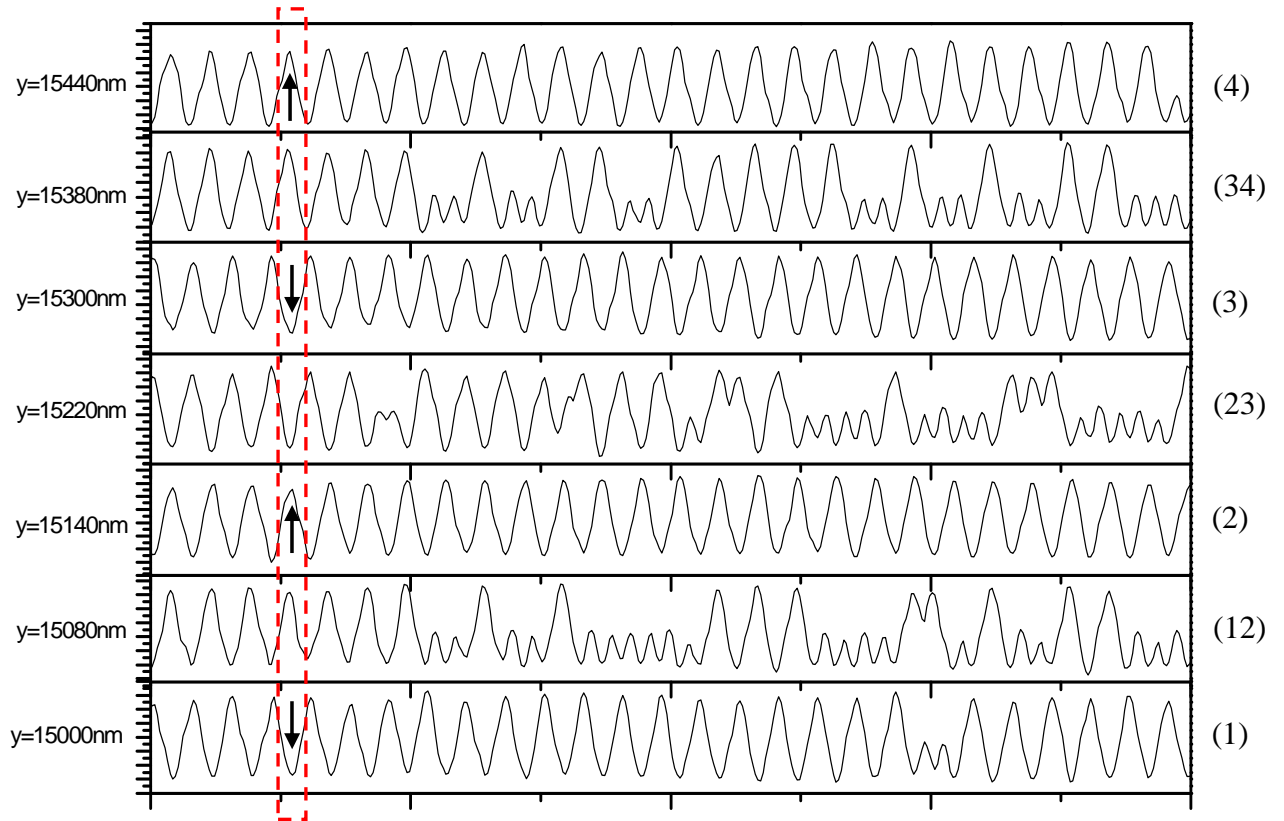


Figure.6 : Signal de lecture mesuré sur l'échantillon SPINTEC d'une seule et même piste de plots répartis avec une période de 150nm après avoir écrit un bit 'up' un bit 'down' avec différents déphasages dans la direction de la piste.

La synchronisation prend place lorsque l'impulsion du champ d'écriture est appliquée à la verticale du plot et ceci pour une *fenêtre d'écriture* (F.E.) d'environ 100nm (sachant que la longueur du plot est de 80nm). Dans ce cas, les impulsions d'écriture sont en phase avec la position des plots et chacun d'eux est soumis à un gradient de champ perpendiculaire unidirectionnel et d'amplitude suffisante pour renverser son aimantation sans affecter ses voisins. Dans l'autre configuration d'écriture déphasée, l'impulsion du champ a lieu à la verticale des tranchées. Les deux plots contigus à cette dernière sont exposés au même gradient de champ, ce qui fait que le plot écrit en premier et qui a déjà mémorisé son état d'aimantation, se verra réécrit dans une polarité inversée.

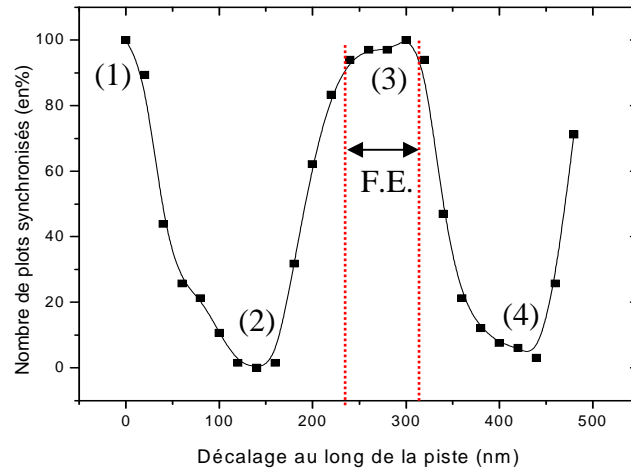


Figure.7 : Pourcentage de plots synchronisés, mesuré sur l'échantillon SPINTEC, en fonction du déphasage appliqué à l'impulsion d'écriture le long de la piste.

Nous avons effectué les mêmes mesures sur l'échantillon SPINTEC mais en appliquant le déphasage perpendiculairement à la piste. La périodicité dans cette direction était de 240nm (largeur de 160nm et espacement de 80nm) et le courant d'écriture de 10mA. Sur la figure.8, nous avons présenté le signal de lecture après avoir écrit une piste de plots 'up' et 'down'. Les signaux notés (1) et (3) sur la figure.8 correspondent aux deux pistes adjacentes à la piste (2) étudiée. On observe que les signaux, cette fois, sont tous de même polarité. Sur la figure.9, nous avons présenté le pourcentage de plots synchronisés correctement en fonction du déphasage transversal. Les zones (a) et (c) de la courbe correspondent à l'état effacé de la piste mesurée, c'est-à-dire que la tête d'écriture est placée sur les deux pistes voisines. La fenêtre d'écriture dans ce cas est de l'ordre de 200nm.

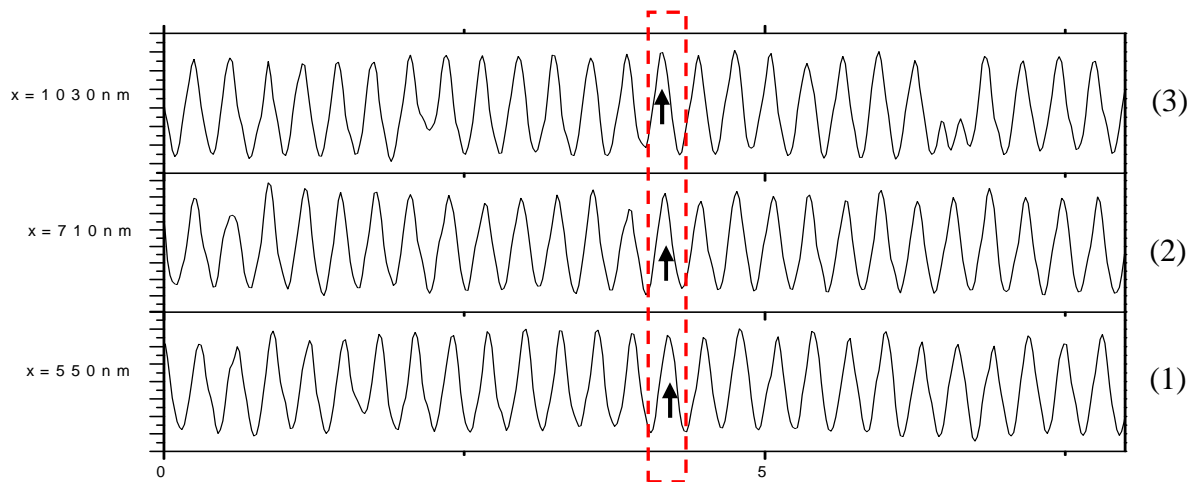


Figure.8 : Signal de lecture d'une seule et même piste de plots répartis avec une période de 150nm après avoir écrit un bit 'up' un bit 'down' avec différents déphasages dans la direction transversale de la piste mesuré sur l'échantillon SPINTEC.

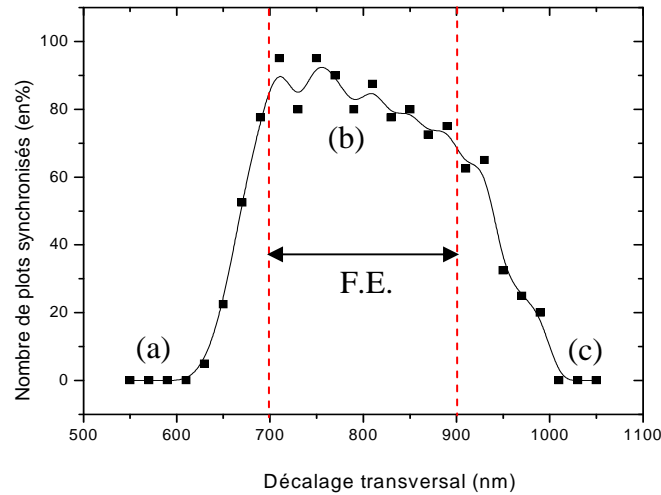


Figure.9 : Pourcentage de plots synchronisés mesuré sur l'échantillon SPINTEC en fonction du déphasage appliqué à l'impulsion d'écriture dans la direction transversale de la piste.

b- Mesure sur des pistes circulaires

Nous avons aussi mesuré la fenêtre d'écriture pour l'échantillon Seagate en procédant comme il a été expliqué ci-dessus. L'échantillon Seagate est un réseau hexagonal de plots cylindriques de 100nm de diamètre gravés en pistes circulaires dans un alliage à forte coercitivité (7kOe) de CoPtCr. Sur la figure.10, nous avons présenté les signaux de lecture de la même piste après lui avoir adressé une séquence de bits 0 et 1, pour un courant d'écriture de 17mA, et en variant le déphasage après chaque mesure. On observe que les plots ont été correctement synchronisés après chaque déphasage de 200nm, ce qui correspond à la périodicité des plots (rappelons que la polarité des signaux change tous les 180°). La fenêtre d'écriture mesurée pour cet échantillon était d'environ 170nm avec une très bonne symétrie (voir figure.11). L'absence de plots multidomaines dû à la bonne stabilité thermique de cet échantillon a résulté en une fenêtre d'écriture très stable.

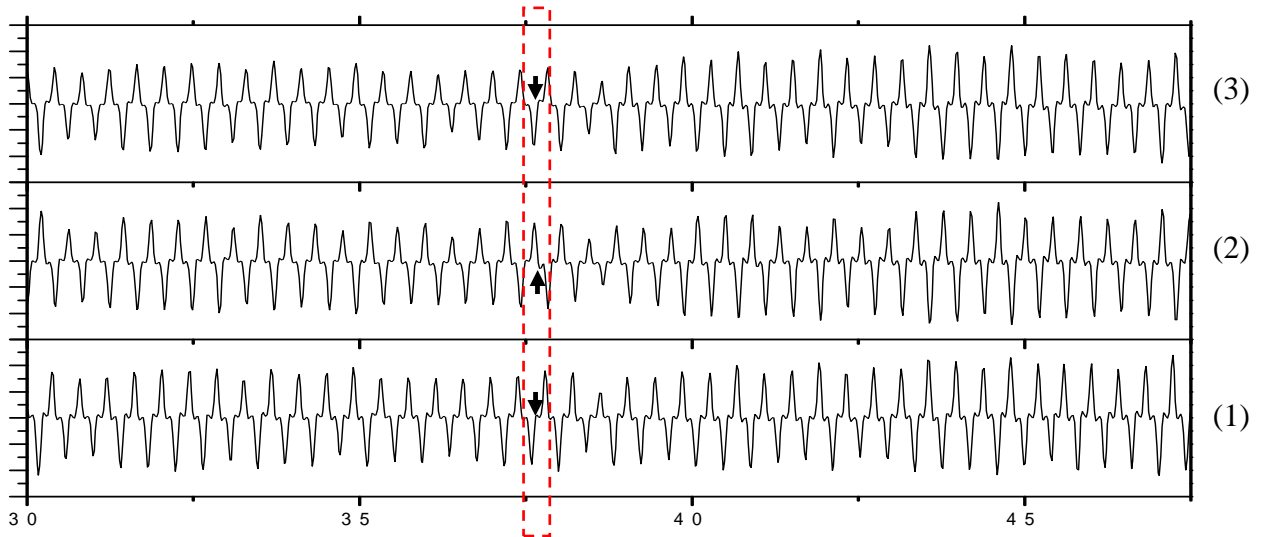


Figure.10 : Signal de lecture d'une seule et même piste de plots répartis avec une période de 200nm après avoir écrit un bit '**up**' un bit '**down**' avec différents déphasages dans la direction au long de la piste mesuré sur l'échantillon Seagate.

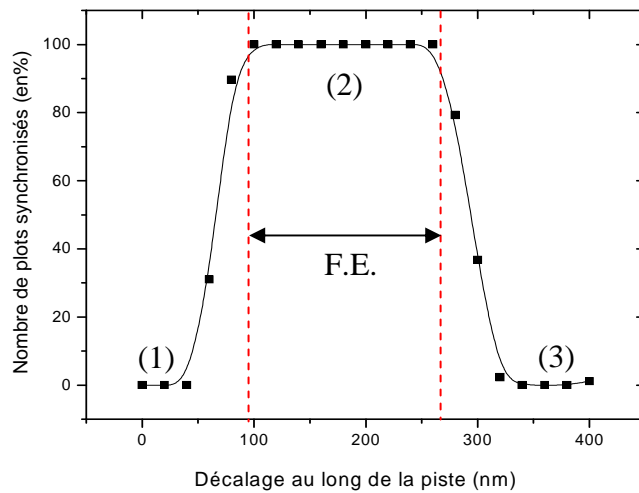


Figure.11 : Pourcentage de plots synchronisés en fonction du déphasage appliqué à l'impulsion d'écriture dans la direction le long de la piste mesuré sur l'échantillon Seagate.

Pour minimiser le taux d'erreur à l'écriture relatif à la synchronisation, il est nécessaire de manipuler l'aimantation de chaque plot individuellement sans affecter les voisins écrits auparavant. De ce fait, la largeur de la fenêtre d'écriture est fortement liée à la largeur de la distribution du champ de retournement des plots et au gradient du champ d'écriture. Mais d'après les mesures réalisées dans ce paragraphe, nous avons constaté que plusieurs autres facteurs influencent la synchronisation. Parmi ces facteurs on peut citer : les fluctuations de la taille des plots, la position des centres des plots par rapport à leurs position théorique (*Jitter*), la stabilité thermique et la taille du pôle d'écriture.

On constate d'après les fenêtres d'écriture mesurées pour les deux types d'échantillons que l'échantillon Seagate a révélé une fenêtre d'écriture assez large et beaucoup plus stable et symétrique en comparaison avec l'échantillon SPINTEC. Ce comportement résulte de plusieurs paramètres, telle que la bonne stabilité thermique due à la forte coercivité de l'échantillon Seagate ainsi que la technique de lithographie utilisée pour sa fabrication (lithographie électronique qui présente de faibles distributions de taille des plots en comparaison avec la nanoimpression). En outre, la répartition des plots sur la surface du substrat dans une géométrie hexagonale a probablement joué aussi un rôle important. En effet, avec un tel positionnement des plots, lorsque un des plots est sous la tête les autres plots voisins des deux pistes adjacentes sont suffisamment éloignés pour contribuer au retournement du plot désigné par leur champ dipolaire et en même temps ils sont moins influencés par le champ de la tête.

2-2 Influence du courant d'écriture sur la synchronisation

La synchronisation champ – position des bits sur les médias discrets est aussi liée à l'intensité du courant d'écriture. Pour étudier sa dépendance, nous avons mesuré les fenêtres d'écriture dans les mêmes conditions expérimentales que précédemment sur l'échantillon SPINTEC. Sur la figure.12, nous avons présenté le nombre de plots correctement synchronisés en fonction du déphasage pour cinq valeurs de courant. On observe que le nombre de plots correctement synchronisés est bien influencé par l'intensité du courant d'écriture appliqué. En effet, pour les faibles valeurs de courant (9 et 10mA) la synchronisation est très faible, puisque le champ appliqué est insuffisant pour adresser l'ensemble des structures. Par contre, pour des courants plus élevés (15, 18 et 25mA), la largeur de la fenêtre d'écriture est nettement plus satisfaisante.. Aussi, pour un courant de 18mA, on constate que la fenêtre d'écriture obtenue est relativement stable et symétrique, ce qui fait de 18mA la valeur de courant optimale qui permet de réduire au minimum le taux d'erreurs.

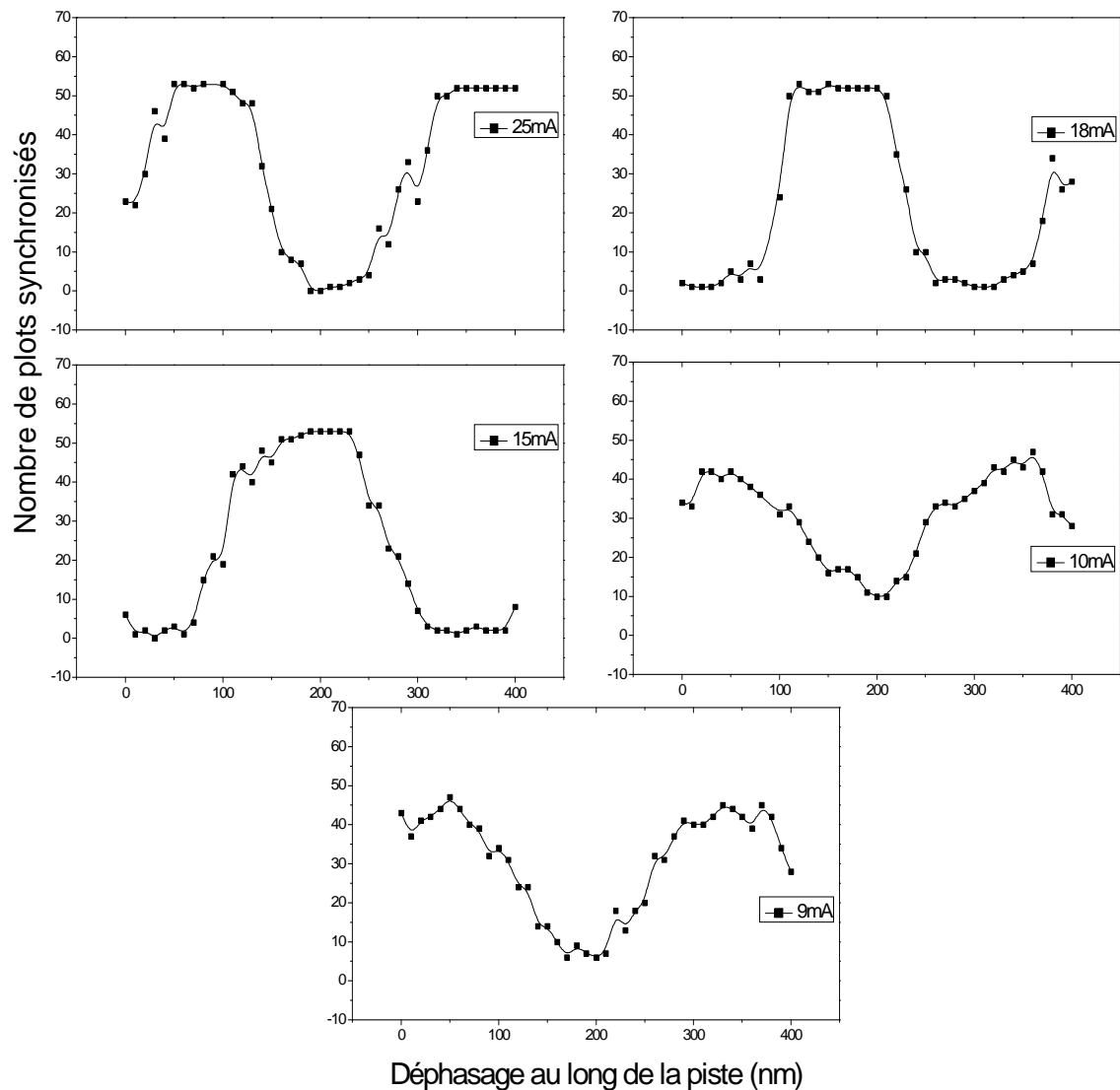


Figure.12 : Représentations graphiques du nombre de plots synchronisés en fonction du déphasage appliqué à l'impulsion d'écriture le long de la piste pour différents courants d'écriture (échantillon SPINTEC).

Les résultats présentés par les courbes de la figure 12 ont été obtenus sur la même piste de plots (comprenant 55 structures en tout). On observe que les optimums représentant les fenêtres d'écriture changent de polarité selon l'intensité du courant utilisé. Les fenêtres d'écritures à 9 et 10mA présentent des optimums aux mêmes abscisses, alors qu'à 15 et 18mA ils se sont inversés, et ainsi de suite pour 25mA. En fait, comme nous l'avons schématisé sur la figure.13, le pôle d'écriture couvre plusieurs plots le long de la piste. L'extension spatiale de la bulle d'écriture augmente aussi avec l'intensité du courant. Plus la bulle de champ d'écriture est étendue, plus les plots sont écrits tôt, (voir la figure.14). Comme l'écriture se faisait en mode pas à pas, tel qu'un pas égale une période du réseau, pour des valeurs de courant élevées, les structures voyaient leur aimantation transiter plusieurs fois avant de

mémoriser l'état final désiré. En commençant la lecture toujours à la même position pour toutes les mesures, le signal est alors déphasé de 180° entre 10mA et 15mA et 360° entre 10mA et 25mA, ce qui explique le renversement de polarité des courbes sur la figure.12. On conclut donc que la synchronisation du champ d'écriture avec la position des plots sur les médias discrets est aussi liée à l'intensité du courant appliqué. D'où l'importance de déterminer le courant optimal afin d'écrire avec un taux d'erreurs réduit.

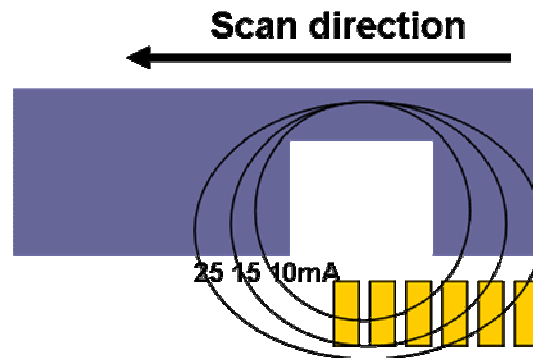


Figure.13 : Représentation schématic de la bulle d'écriture rayonnée par la tête selon l'intensité du courant d'écriture.

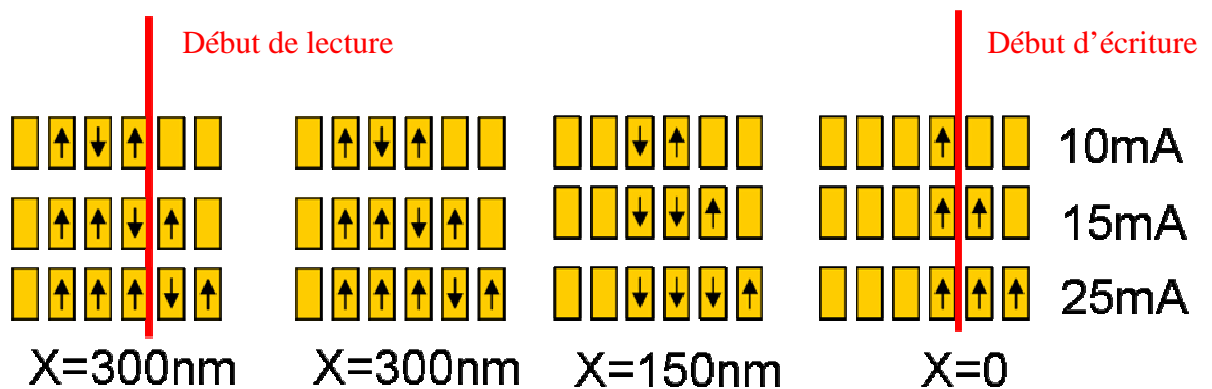


Figure.14 : Représentation schématic de l'état d'aimantation des plots durant l'écriture après chaque pas, en fonction du courant d'écriture et de leur état d'aimantation au début de la phase de lecture.

2-3 Ecriture en foot-print

Pour approfondir l'analyse des performances des médias discrets à l'écriture, nous nous sommes intéressés au renversement de l'aimantation d'un plot unique en fonction de la position de l'impulsion de champ et de son intensité. On positionne tout d'abord le pôle d'écriture à un endroit précis, puis l'impulsion de courant est envoyée dans la tête. Nous

avons varié la position du pôle d'écriture le long de la piste, autour du plot étudié, pour trois valeurs de courant (10, 11 et 12mA). Afin d'assurer les mêmes conditions initiales, nous avons effacé toute une surface de l'échantillon avant chaque mesure (formatage), et vérifié par une étape de lecture que l'aimantation du réseau était bien saturée dans la même direction. Ensuite, l'impulsion de champ était appliquée tous les 10nm en se déplaçant le long de l'axe central du plot étudié. Sur la figure.15, nous avons présenté pour chaque valeur de courant trois images correspondant au cas où le champ était appliqué sur les côtés ou au centre du plot.

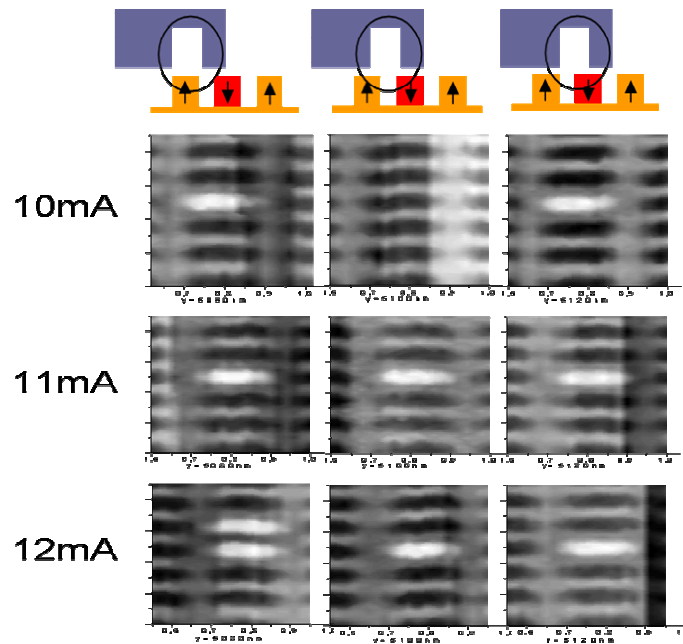


Figure.15 : Images magnétiques réalisées par le testeur après écriture en mode foot-print d'un seul plot en lui appliquant l'impulsion de champ dans différentes zones.

Statistiquement, d'après nos mesures, nous avons observé qu'à 10mA la probabilité de renverser le plot était beaucoup plus importante lorsqu'on lui appliquait le champ sur les côtés. A 11mA, la position du pôle n'avait pas d'influence et l'écriture était performante. A 12mA, on a constaté que le courant était trop élevé, ce qui engendrait des renversements sur les plots adjacents. Un courant d'écriture de 11mA était donc optimal pour cet échantillon, et cet endroit étudié, puisque la structure pouvait être adressée sur une large fenêtre d'écriture et sans affecter ses voisins.

L'observation faite à 10mA peut être expliquée par plusieurs facteurs, dont la présence de défauts structuraux plus importants sur les bords des plots qu'en leur centre, ainsi que par l'angle que forme le champ appliqué avec l'aimantation, ce qui facilite la nucléation.

3- Médias multiniveaux

Une autre approche originale pour augmenter la capacité de stockage des médias magnétiques consiste à utiliser des médias multiniveaux [10,11,12]. Ces derniers sont constitués de multiples couches magnétiques indépendantes possédant des champs de renversement bien distincts, séparées les unes des autres par des couches non-magnétiques afin de les découpler. La lecture de l'état associé au bit se fait par la détection de l'aimantation rémanente, dont l'amplitude dépend de la configuration globale des couches empilées. L'écriture se fait par l'application d'une impulsion de champ bien déterminée, calquée sur les champs de renversement de chaque couche.

Ce mode de stockage peut être appliqué à tout type de médias longitudinaux, perpendiculaires, continus ou discrets. Dans ce paragraphe nous allons présenter brièvement les médias multiniveaux, et quelques résultats préliminaires sur leur fonctionnement en écriture/lecture, en utilisant des têtes d'enregistrement longitudinal conventionnelles. Pour plus de détails sur les systèmes multiniveaux, on pourra consulter la référence [10].

3-1 Elaboration des médias multiniveaux

Sur la figure.16, nous avons schématisé un exemple de support d'enregistrement multiniveaux composé de N couches magnétiques ($N \geq 2$) découplées grâce à l'insertion d'espaces non magnétiques. Le média possède alors 2^N états rémanents stables et indépendants pour mémoriser l'information. Sur la figure.17 nous avons présenté le cycle d'hystérésis [10] mesuré par Effet Hall Extraordinaire (EHE) sur un média continu constitué de trois couches magnétiques découplées (Co/Pt) / Pt / (Co/Pt)₂ / Pt / (Co/Pt)₄. Des cycles mineurs ont été mesurés pour mettre en évidence l'existence de 2^3 états rémanents. Ainsi, nous avons la possibilité de stocker un Octet par cellule magnétique au lieu d'un bit. En outre, pour assurer une amplitude de signal équivalente pour une hauteur de vol donnée en champ nul, il a fallu déposer les couches magnétiques avec des épaisseurs progressant selon une loi géométrique de raison deux ($t, 2t, 2^2t, 2^3t$), t étant l'épaisseur de la première couche magnétique (voir figure 17).

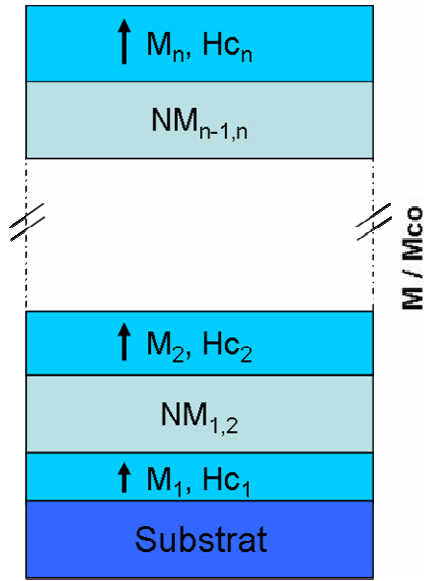


Figure.16: Représentation schématique d'un support d'enregistrement multiniveaux à anisotropie perpendiculaire.

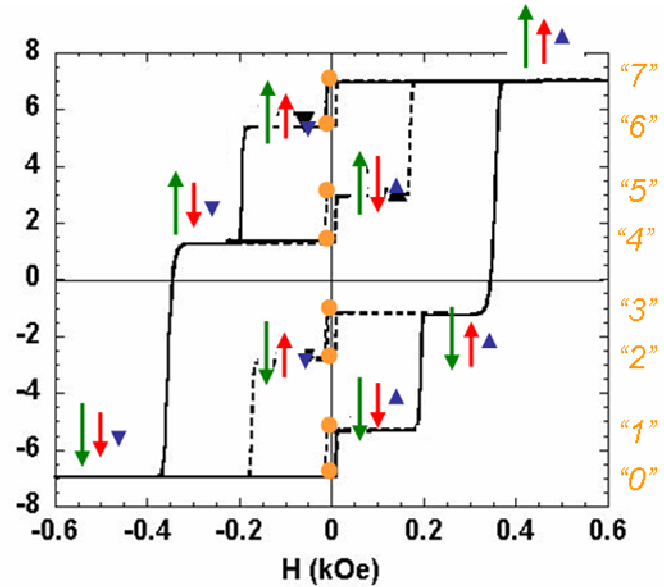


Figure.17: Cycle d'hystérésis mesuré par EHE sur un système continu de 8 niveaux permettant de stocker un Octet au lieu d'un bit

3-2 Ecriture/lecture des médias discrets multiniveaux

Pour démontrer la faisabilité de l'enregistrement sur médias discrets multiniveaux, nous avons mesuré un échantillon structuré en réseaux de plots de 200nm^2 sur lequel étaient déposées deux électrodes magnétiques de Co/Pt, avec un espaceur de Cu qui servait à leur découplage. La composition du film était la suivante : $\text{Ta}_{30}/\text{Pt}_{200}/(\text{Co}_{5.5}/\text{Pt}_{2.5})_5/\text{Co}_{5.5}/\text{Cu}_{50}/\text{Co}_7/(\text{Pt}_{16}/\text{Co}_{5.5})_4/\text{Pt}_{100}$. La structuration avait été réalisée par lithographie électronique suivie de gravure directe dans le matériau magnétique.

Nous avons utilisé le testeur quasi-statique muni d'une tête classique longitudinale pour étudier le comportement en écriture / lecture de cet échantillon. L'écriture des médias multiniveaux est contraignante puisque lors de l'adressage d'une couche individuelle, les autres couches ne doivent pas être affectées par le champ rayonné à proximité du pôle d'écriture. Il est donc nécessaire d'écrire la couche la plus dure en premier lieu. Nous avons effacé une surface de l'échantillon en lui appliquant plusieurs valeurs de courants en partant de -15mA jusqu'à $+15\text{mA}$ avec un pas de 0.5mA . Sur la figure.18, sont présentées trois images de l'échantillon réalisées après application d'un courant continu de -14 , $+9$ et $+15\text{mA}$. Sur l'image effacée à -14mA , on constate que tous les plots sont effacés, autrement dit : les aimantations des deux couches sont parallèles et pointent vers le bas, ce qui peut correspondre par exemple à un état d'information (00) en code binaire. Sur l'image effacée à $+15\text{mA}$, on

observe que pratiquement tous les plots sont saturés dans le sens inverse (contraste blanc) de l'image précédente (contraste noir). En effet, les aimantations des deux couches sont aussi parallèles, mais pointent vers le haut, état d'information (11). Sur l'image effacée à +9mA, la majorité des plots sont dans un état intermédiaire (contraste gris). Ce contraste indique que les aimantations des deux couches sont antiparallèles comme schématisé en dessous de l'image, état (01). Par conséquent, comme l'échantillon est constitué de deux couches magnétiques indépendantes, on devrait s'attendre à (2²) quatre états stables au champ nul (00, 01, 10 et 11). Mais sur toutes les mesures que nous avons effectuées, nous avons observé que trois contrastes différents (noir, blanc et gris). En effet, en analysant directement le signal récolté par la partie lecture de la tête (figure.19), on constate que les quatre états d'aimantations sont bien présents dans le signal avec quatre amplitudes différentes. Par contre, l'amplitude des signaux correspondants aux états (01) et (10) est très faible en comparaison avec l'amplitude des signaux correspondants aux états (00) et (11), ce qui explique qu'il est très difficile de les distinguer sur les images. Il est par conséquent essentiel de respecter la progression des couches magnétiques selon la loi géométrique de raison deux afin d'assurer une séparation équidistante entre tous les niveaux comme on l'avait précisé sur le cycle d'hystérésis de la figure.17.

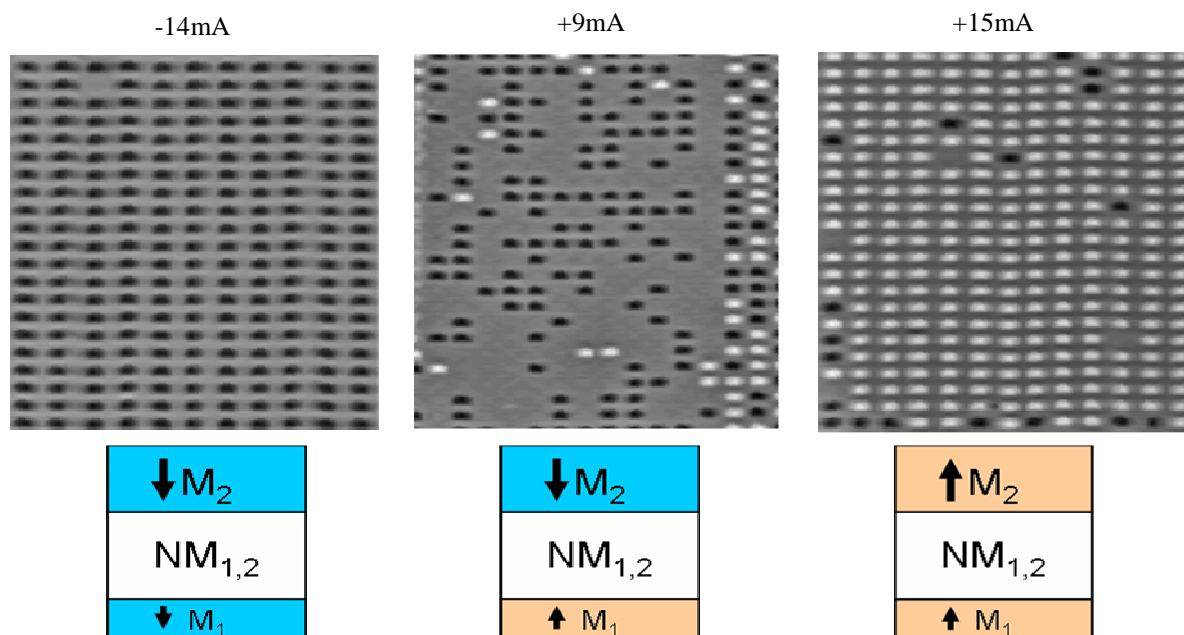


Figure.18 : Images magnétiques réalisées par le testeur quasi-statique sur un réseau de plots magnétiques multiniveaux de Ta₃₀/Pt₂₀₀/(Co_{5.5}/Pt_{2.5})₅/Co_{5.5}/Cu₅₀/Co₇/(Pt₁₆/Co_{5.5})₄/Pt₁₀₀ après l'avoir effacé en lui appliquant trois valeurs de courant différentes (-14, +9, +15mA). Les états d'aimantations des différentes couches sont aussi schématisés.

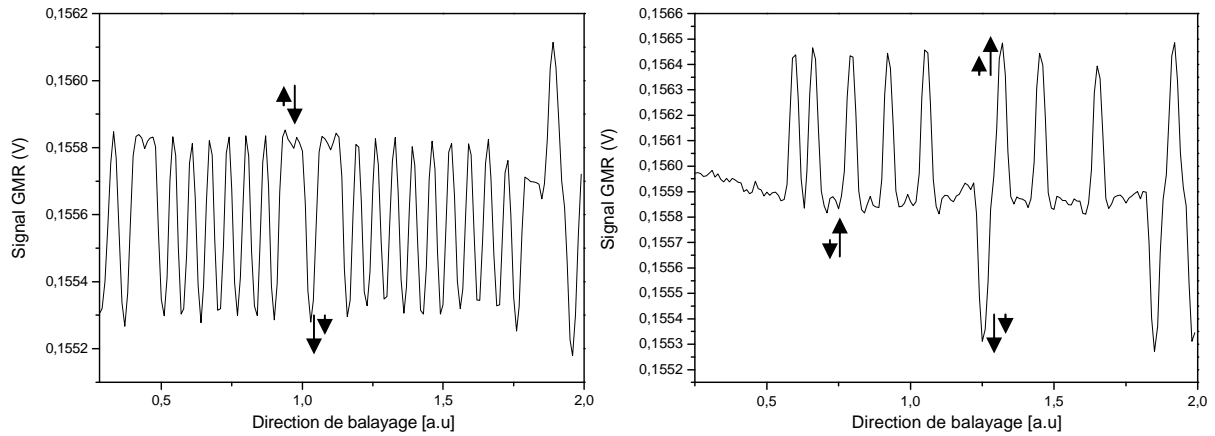


Figure.19 : Signal GMR mesuré par le testeur quasi-statique sur le réseau de plots magnétiques multiniveaux de $\text{Ta}_{30}/\text{Pt}_{200}/(\text{Co}_{5.5}/\text{Pt}_{2.5})_5/\text{Co}_{5.5}/\text{Cu}_{50}/\text{Co}_7/(\text{Pt}_{16}/\text{Co}_{5.5})_4/\text{Pt}_{100}$ après l'avoir effacé en lui appliquant deux valeurs de courant différentes (-8, +10). Les deux états d'aimantations intermédiaires sont bien présents avec deux amplitudes opposées.

Nous avons essayé d'écrire des configurations de bits bien déterminées en synchronisant le champ d'écriture avec la position des plots, mais sans grand succès. Ceci était dû à la faible coercitivité de la couche 'douce' dont l'aimantation était très difficile à maîtriser par une tête d'enregistrement longitudinal. Le gradient de champ rayonné par le pôle d'écriture ainsi que le champ rayonné par le pôle large de la tête étaient suffisants pour modifier l'état d'aimantation de la couche douce écrite auparavant sur la piste mesurée ainsi que sur les pistes voisines.

Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons pu montrer que bien que les médias discrets présentent des avantages non négligeables par rapport aux médias continus dans le cadre des augmentations des densités de stockage au-delà du Tbit/in², les étapes d'écritures peuvent être relativement ardues puisqu'il est nécessaire d'obtenir une bonne synchronisation entre le signal d'écriture et la périodicité du réseau. D'après nos mesures, il s'est avéré qu'en optimisant le courant d'écriture et la position de son application par rapport à la surface du plot, ils présentent une fenêtre d'écriture assez satisfaisante pour les écrire avec un minimum taux d'erreur. Cependant, il est facile d'extrapoler qu'il sera de plus en plus difficile de maîtriser les contraintes de synchronisation en allant vers les ultra hautes densités puisque les distributions en positions et en taille des plots vont augmenter, ce qui devrait entraîner une réduction obligatoire des marges d'erreur dans les procédés de réplcation.

Il existe aussi **une forte corrélation entre le matériau constituant la couche sensible et la fiabilité à l'écriture** (comparaison entre les figures 9 et 11). En effet, l'échantillon Seagate, dont l'anisotropie est d'un ordre de grandeur au-dessus de l'échantillon Spintec, présente de meilleures caractéristiques à l'écriture (meilleure symétrie de la fenêtre d'écriture notamment). Cela est en lien direct avec la stabilité thermique des bits inscrits.

L'introduction des médias multiniveaux pourrait être un palier nécessaire, avant de descendre vers des tailles de structures trop petites pour que l'écriture soit vraiment efficace. Nous avons ainsi montré qu'il était possible de stocker 2^3 états indépendants sur le même plot, d'une surface de 200nm², facilement réalisable de nos jours, et permettant de travailler avec des taux d'erreurs réduits.

Références

- [1] M. Albrecht, A. Moser, C. T. Rettner, S. Anders, T. Thomson, and B. D. Terris. Writing of high-density patterned perpendicular media with a conventional longitudinal recording head. *Appl. Phys. Lett.* **80** (2002) 3409.
- [2] M. Albrecht, C. T. Rettner, A. Moser, M. E. Best and B. D. Terris. Recording performance of high-density patterned perpendicular magnetic media. *Appl. Phys. Lett.* **81** (2002) 2875.
- [3] J. Lohau, A. Moser, C. T. Rettner, M. E. Best and B. D. Terris. Writing and reading perpendicular magnetic recording media patterned by a focused ion beam. *Appl. Phys. Lett.* **87** (2001) 990.
- [4] M. Barbic, S. Schultz, J. Wong, and A. Scherer. Recording processes in perpendicular patterned media using longitudinal magnetic recording heads. *IEEE Trans. Magn.* **37** (2001) 1657.
- [5] M. Todorovic, S. Schultz, J. Wong and A. Scherer. Writing and reading of single magnetic domain per bit perpendicular patterned media. *Appl. Phys. Lett.* **74** (1999) 2516.
- [6] M. Albrecht, S. Ganesan, C. T. Rentter, A. Moser, M. E. Best, R. L. White and B. D. Terris. Patterned perpendicular and longitudinal media: a magnetic recording study. *IEEE Trans. Magn.* **39** (2003) 2323.
- [7] P. W. Nutter, D. McA. McKirdy, B. K. Middleton, D. T. Wilton and H. A. Shute. Effect of Island Geometry on the replay signal in patterned media storage. *IEEE Trans. Magn.* **40** (2004) 3551.
- [8] J. Lohau, A. Moser, C. T. Rettner, M. E. Best and B. D. Terris. Effect of Ion beam patterning on the write and read performance of perpendicular granular recording media. *IEEE Trans. Magn.* **37** (2001) 1652.
- [9] G. F. Hughes. Read channels for patterned media with trench playback. *IEEE Trans. Magn.* **39** (2003) 2564.
- [10] V. Baltz, Thèse de l'Université Joseph Fourier, Effets de taille finie sur les couplages magnétostatiques et l'anisotropie d'échange dans le domaine de l'enregistrement magnétique, 2005.
- [11] M. Albrecht, G. Hu, A. Moser, O. Hellwig, and B. D. Terris. Magnetic dot arrays with multiple storage layers. *J. Appl. Phys.* **97** (2005) 103910.
- [12] V. Baltz, S. Landis, B. Rodmacq, B. Djeny. Multilevel magnetic media in continuous and patterned films without-of-plane magnetization. *J. Magn. Magn. Mat.* **290-291** (2005) 1286.
- [13] S. X. Wang and A. M. Taratorin. Magnetic information storage technology. *Academic Press*, (1999).

- [14] H. N. Bertram. Theory of magnetic recording. *Cambridge Press*, (1994).
- [15] A. Moser, D. Weller, M. E. Best and M. F. Doerner. Dynamic coercivity measurements in thin film recording media using a contact write/read tester. *J. Appl. Phys.* **85** (1999) 5018.
- [16] P. W. Nutter, I. T. Ntokas, B. K. Middleton, D. T. Wilton. Effect of Island Distribution on Error Rate Performance in Patterned Media. *IEEE Trans. Magn.* **41** (2005) 3214.
- [17] D. Smith, Chunsheng E, S. Khizroev, and D. Litvinov. The Influence of Bit Patterned Medium Design and Imperfections on Magnetoresistive Playback. *IEEE Trans. Magn.* **42** (2006) 2285.
- [18] J. Moritz, L. Buda, B. Dieny, and J. P. Nozières, R. J. M. van de Veerdonk, T. M. Crawford, and D. Weller. Writing and reading bits on pre-patterned media. *Appl. Phys. Lett.* **84** (2004) 1519.

Chapitre 5

Analyse du bruit

Le niveau de bruit dans un système d'enregistrement magnétique est un facteur déterminant dans la course aux densités de stockage. Plus la taille du bit est réduite, plus le signal de lecture est bruité. Il affecte la fiabilité du canal du système d'enregistrement (appelé Recording Data Channel), qui est l'ensemble électronique de détection des données qui examine le signal de lecture. Tous les composants d'un système d'enregistrement contribuent au bruit total dans le signal : la tête, le média et l'électronique de commande.

Mesurer le rapport signal sur bruit (SNR) d'un système d'enregistrement magnétique est essentiel pour comprendre les mécanismes et les sources de bruit et développer des modèles pour prédire leur effet sur le canal et optimiser le taux d'erreur. Cette mesure est aussi d'une grande utilité pour comprendre quelques propriétés du média lui-même et du processus d'enregistrement.

Dans ce chapitre, après un court rappel sur les différentes sources de bruit dans les médias classiques, nous allons nous focaliser sur l'analyse statistique du bruit des médias discrets.

1- Le bruit dans les médias continus

1-1 Les perturbations du signal dans un disque dur : vue générale

Les sources de bruit dans les médias magnétiques continus sont principalement dues aux fluctuations aléatoires des propriétés micro et macroscopiques de la couche de stockage.

Sur la figure.1 est présenté le spectre du signal et bruit mesuré par un analyseur de spectres sur un disque de coercivité 2kOe, d'un $M_r\delta$ de 2.1memu/cm² et d'un $S^*=M_r/M_s$ de 0.92 (M_s et M_r sont l'aimantation à saturation et à la rémanence respectivement).

La courbe (a) de la figure.1 représente le bruit de l'électronique du canal de détection des données et de la tête. Elle a été mesurée dans la tête en absence de défilement du média. Généralement ce type de bruit est considéré comme un bruit blanc avec une distribution Gaussienne [25] et peut être minimisé par moyennage. Toutefois, il est important de prendre en compte son effet pour les hautes densités, puisqu'il affecte le rapport signal sur bruit (noté SNR dans la suite) du système d'enregistrement.

La courbe (b) représente le bruit après effacement d'une piste du média, c'est-à-dire après une saturation locale de l'aimantation par l'application d'un courant constant dans la tête d'écriture. Le bruit résiduel est alors mesuré par l'analyseur de spectre dans une bande particulière. Il est engendré par les fluctuations de la hauteur de vol de la tête (distance capteur-média). Ces variations se traduisent par des fluctuations dans l'intensité du champ rayonné par la couche de stockage. Ce bruit peut être minimisé en réduisant la rugosité de la surface du média et en utilisant un rapport d'orientation assez élevé (M_r dans la direction circonférentielle divisé par M_r dans la direction radiale).

Un bruit de modulation est aussi présent dans le signal (courbe (e)). Il est dû aux fluctuations de la hauteur de vol et de la coercivité locale du média. En comparaison avec une piste effacée (courbe (b)), la présence de transitions accroît fortement le bruit dans le signal (courbe (c)). L'augmentation de la densité de stockage augmente la proportion des zones de transition dans les pistes écrites. En conséquence, en doublant la densité linéaire, on augmente le bruit (courbe (d)).

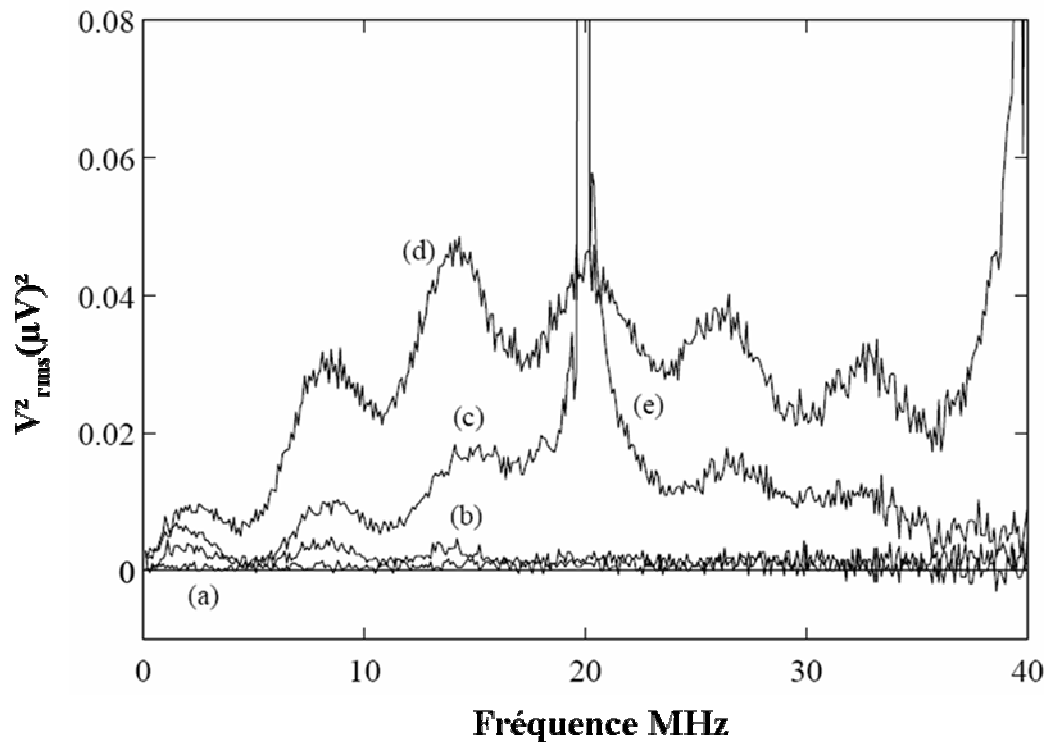


Figure.1 : Spectre du signal et bruit dans le canal d'un système d'enregistrement magnétique. (a) bruit de tête plus l'électronique, (b) bruit du média effacé DC, (c) signal et bruit de transition à 47kfc, (d) signal et bruit de transition à 94kfc et (e) bruit de modulation.[20]

Généralement, il existe trois sources principales à l'origine du bruit dans un système d'enregistrement magnétique, qui sont la tête de lecture, le milieu de stockage et le préamplificateur. Mais en plus du bruit, des interférences avec d'autres signaux indésirables (détection du champ rayonné par les pistes adjacentes), et des distorsions non linéaires (histoire du média : l'existence d'anciens bits non complètement effacés lors de l'écriture de nouveaux bits) peuvent affecter le signal de lecture. Par ailleurs, un système d'enregistrement est toujours relié au canal de détection des données (appelé **Data Channel**) qui examine le signal de lecture. De ce fait, les fluctuations du signal (bruit, distorsion et interférences) affectent fortement les performances du système d'enregistrement en augmentant le taux d'erreur. Nous rappellerons qu'un canal de détection classique nécessite un rapport signal sur bruit supérieur à 20dB.

La fiabilité du système d'enregistrement est aussi déterminée par la capacité du décodeur utilisé pour détecter l'information à partir d'un signal perturbé. En effet, pour que les pics d'information dans le signal de lecture soient détectés, ils doivent satisfaire à une amplitude minimale et être synchronisés avec une fenêtre de détection précise déterminée par une horloge. Si la coercitivité du média est faible, ou si les bits sont écrits très proches les uns des

autres, il se peut que certains pics du signal aient une amplitude inférieure au minimum requis, ou déphasés par rapport à la fenêtre de détection, ce qui engendrera un décodage erroné. Le taux d'erreur dépend alors des distorsions du signal, du bruit et des interférences, mais aussi de la robustesse de l'algorithme de décodage utilisé pour la correction des erreurs.

1-2 Les différentes sources de bruit dans les médias continus

Dans la suite de ce paragraphe, nous allons rappeler brièvement les principales sources de bruit dans les médias continus. Pour plus de détails sur le bruit, les distorsions, les interférences et la procédure de détection, on pourra consulter les références [18,19,25].

Dans les médias continus en couches minces, les irrégularités existantes entre les grains magnétiques, la dispersion de leurs axes de facile aimantation, et les fluctuations thermiques, sont à l'origine du bruit. Dans le cadre des augmentations des densités de stockage, la taille des grains et leur nombre ont respectivement diminué dans les bits, favorisant une réduction drastique du SNR à la lecture.

Généralement, dans la littérature, les sources de bruit provenant du média sont classifiées en trois catégories : bruit de transition, bruit particulaire et bruit de modulation.

a- Bruit de transition

C'est le bruit dominant dans les médias en couches minces. En raison de la nature en zig-zag de la transition (voir chapitre-1) due aux irrégularités présentes entre les grains magnétiques, la localisation exacte du centre de la transition est incertaine. Cet effet, connu sous le nom de '*transition jitter*', induit du bruit dans le signal de lecture. C'est un bruit additif, autrement dit il est relié au signal par sa dérivée. Par définition, non-stationnaire, c'est-à-dire qui dépend de la fréquence des bits enregistrés.

b- Bruit particulaire

Dans un média saturé (DC-effacé), le signal de lecture devrait être nul. En fait, la nature discontinue du média (joints de grains, porosités) induit un signal de sortie non nul qui contribue au bruit total du système. Le bruit particulaire est le bruit dominant dans les systèmes de bandes ou de disquettes, dans lesquels une poudre magnétique est dispersée dans un liant polymère. Il est également important dans les médias en couches minces pour

l'enregistrement longitudinal, dans lesquels les grains sont physiquement découplés pour minimiser le bruit de transition. Le bruit particulière est un bruit stationnaire, c'est-à-dire qu'il ne dépend pas de la position de la tête sur la piste.

c- Bruit de modulation

Le bruit de modulation est associé aux fluctuations de l'aimantation entre les transitions. Comme pour le bruit de transition, il dépend de la tête de lecture qui lit le signal. Pour un signal carré (numérique) écrit avec des transitions en arctangente, si B est la longueur des bits et dans la limite où la longueur de corrélation dans le média est faible, le bruit de modulation est proportionnel à $\exp(-\pi a/B)$. Contrairement au bruit de transition, il décroît lorsque la densité d'information augmente.

Le bruit de modulation est observé quel que soit le type de média, mais il n'est pas dominant dans les médias actuels. C'est un bruit non stationnaire.

2- Analyse de bruit des médias discrets

Mesurer le rapport signal sur bruit est crucial pour prédire avec précision le taux d'erreurs d'un système d'enregistrement magnétique, et pour comprendre quelques propriétés magnétiques du média lui-même. Cependant, comme nous l'avons rappelé ci-dessus, plusieurs sources de bruit contribuent à la déformation du signal de lecture, ce qui rend la mesure assez complexe. Selon l'information recherchée, il existe une variété de techniques pour mesurer le bruit du média [18,19,25].

Une étude analytique du SNR des médias discrets basée sur le calcul de la densité spectrale du signal de lecture a été présentée dans les références [23,24]. Pour évaluer les performances d'enregistrement de nos échantillons, nous avons évalué le SNR en mesurant le coefficient de corrélation du signal de lecture [7,8,17].

2-1 Mesure de SNR par corrélation

Cette méthode est basée sur le calcul du coefficient de corrélation de deux variables aléatoires (voir annexe-D). Soit $v(x)$ et $v(y)$ les signaux de lecture de deux séquences de bits arbitraires répétées périodiquement (Pseudorandom bit sequence : PRBS), avec une période T

tel que $v(y) = v(x + nT)$, où n est un entier. On considère que toutes déviations de la parfaite périodicité est un bruit : les fluctuations de taille de plots, le jitter et toute autre perturbation du signal. Le coefficient de corrélation R entre les deux périodes est donné par :

$$R(v(x), v(y)) = \frac{\text{Cov}[v(x), v(y)]}{\sigma[v(x)]\sigma[v(y)]} \quad (1)$$

Où $\text{Cov}[v(x), v(y)]$ est la covariance des deux PRBS $v(x)$ et $v(y)$. $\sigma[v(x)]$ et $\sigma[v(y)]$ sont les déviations (ou les écarts type) des deux PRBS. On définit aussi le coefficient de corrélation des deux PRBS $v(x)$ et $v(y)$ comme :

$$R(v(x), v(y)) = \frac{\frac{1}{N} \sum_{i,j} (v_i(x) - \bar{v}(x))(v_j(y) - \bar{v}(y))}{\sqrt{\left[\frac{1}{N} \sum_i v_i^2(x) - \left(\frac{1}{N} \sum_i v_i(x) \right)^2 \right] \left[\frac{1}{N} \sum_j v_j^2(y) - \left(\frac{1}{N} \sum_j v_j(y) \right)^2 \right]}} \quad (2)$$

Le SNR peut être déterminé par :

$$\text{SNR} = 10 \log \left(\frac{R}{1 - R} \right) \quad (3)$$

2-2 Mesure expérimentale du SNR

Pour mesurer le bruit sur nos échantillons, nous avons adopté la méthode de corrélation énoncée ci-dessus. Nous avons évalué le SNR de deux façons différentes. La première consiste à mesurer le SNR en fonction de la longueur des bits, c'est-à-dire en fonction du nombre de plots participant à la mémorisation d'un bit d'information. La deuxième est plus usitée dans la technologie de l'enregistrement magnétique ; nous avons mesuré le SNR du signal de lecture sur des PRBS. Dans les deux cas nous avons utilisé le testeur quasi-statique pour écrire et lire les données. La procédure d'écriture/lecture a été détaillée dans le chapitre-4.

a- Mesure du SNR en fonction de la longueur des bits

Après avoir effacé une surface de $30 \times 15 \mu\text{m}^2$ de l'échantillon en lui appliquant un courant continu assez élevé pour saturer l'aimantation de tous les plots, nous avons écrit différentes densités de bits sur plusieurs pistes parallèles. Sur la figure.2, nous avons présenté des coupes d'images de deux pistes mesurées par le testeur sur la même surface pour toutes les différentes densités réalisées. La figure.2(a) représente deux pistes de plots parallèles écrites un plot vers le haut (contraste blanc où 0) un plot vers le bas (contraste noir où 1), puis sur la figure.2(b) nous avons deux pistes avec deux plots vers le haut et deux plots vers le bas et ainsi de suite pour les autres images (c) et (d).

A partir du signal collecté par la tête de lecture, nous avons évalué le SNR de l'échantillon pour les différentes tailles de bits. En effet, nous avons décomposé le signal de lecture en périodes contenant le même nombre de points sous Matlab, puis nous avons calculé le coefficient de corrélation pour chaque longueur de bit, et nous avons finalement évalué le SNR de cet échantillon en calculant le coefficient de corrélation pour les différentes longueurs de bits en utilisant les deux équations (2) et (3).

Sur la figure.3 nous avons présenté le SNR mesuré sur notre échantillon en fonction de la longueur des bits en comparaison avec les résultats obtenus sur un média continu perpendiculaire en CoBPd [26]. On observe que le SNR diminue avec la longueur des bits pour le média continu ce qui est dû au bruit de transition (prépondérant aux hautes densités). Sur les média discrets, le SNR tend à augmenter quand le nombre de plots par bit diminue, ce qui résulte d'un amoindrissement conséquent du jitter, chaque plot contribuant à un accroissement du bruit de position.

Il est important de préciser ici, que l'analyse du bruit dans les systèmes discrets reste ardue puisqu'il n'existe pas de précédent ; la mesure du SNR en fonction de la longueur des bits dans un système continu permet de montrer qu'aux hautes densités (faible longueur de bit), le bruit de transition est prépondérant. Hors dans le cas d'un réseau de plots géométriquement définis, la longueur du bit est donnée par l'extension spatiale de la nanostructure ; **la mesure présentée ici est donc faite à titre comparatif mais ne permet pas une analyse exhaustive du bruit de transition.**

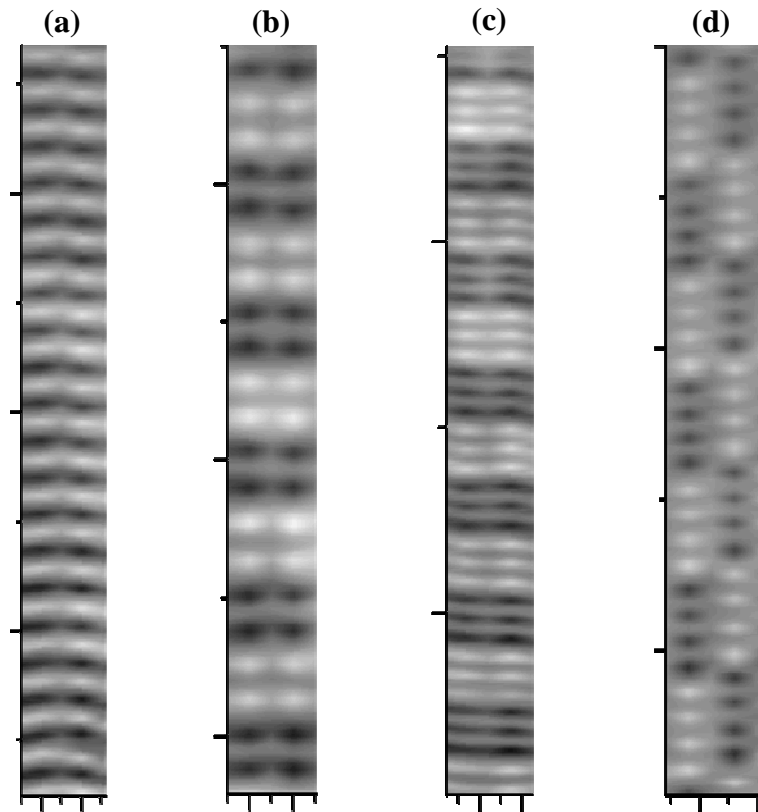


Figure.2 : Coupes d'images de deux pistes parallèles réalisées par le testeur quasi-statique pour différentes densités. Les contrastes noir et blanc correspondent à une aimantation qui pointe vers le bas et vers le haut respectivement.

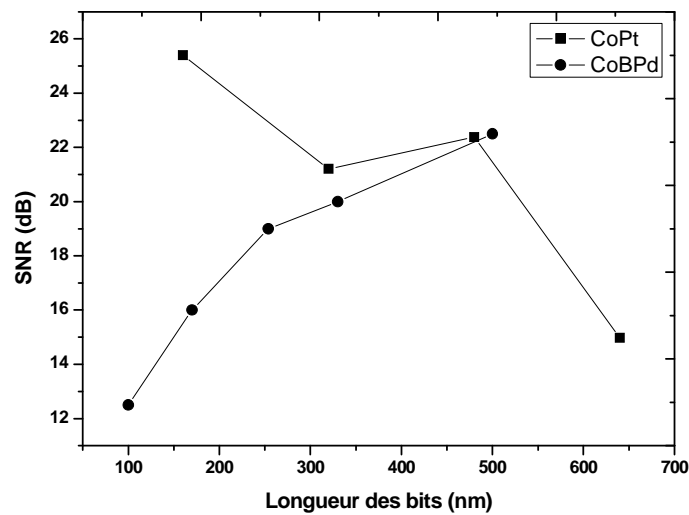


Figure.3 : Rapport signal sur bruit mesurés sur des plots (carrés) et sur une couche continue (cercles)

Pour mieux comprendre le comportement révélé par les médias discret et déterminer les sources du bruit, nous avons réalisé des simulations pour analyser le SNR selon le nombre

de plots par bit en utilisant la même méthode de corrélation des périodes du signal de lecture. Pour cela, nous avons reproduit le signal de lecture $V(x)$ pour les différentes longueurs de bits en utilisant des fonctions arctan comme :

$$V(x) = \sum_j n_{z1} \left\{ \text{Arctan} \left[\alpha \left(x + j(l + \rho) + \left(1 + \frac{\rho}{2} \right) + n_{x1} \right) \right] - \text{Arctan} \left[\alpha \left(x + j(l + \rho) + \frac{\rho}{2} + n_{x2} \right) \right] \right\} - n_{z2} \left\{ \text{Arctan} \left[\alpha \left(x - j(l + \rho) - \left(1 + \frac{\rho}{2} \right) - n_{x3} \right) \right] + \text{Arctan} \left[\alpha \left(x - j(l + \rho) - \frac{\rho}{2} - n_{x4} \right) \right] \right\} \quad (4)$$

L'indice j représente le nombre de plots par chaque demi période, l et ρ sont la longueur du plot et de la tranchée respectivement, n_{xi} est une variable aléatoire de distribution Gaussienne qui décrit le bruit jitter de chaque plot, et n_{zi} est une variable aléatoire de distribution uniforme qui décrit le bruit d'amplitude du signal dû aux fluctuations dans la taille des plots. Deux exemples du signal de lecture superposés pour deux différentes périodes reproduits par l'équation (4), après avoir injecté les deux bruits, jitter et bruit d'amplitude, dans chaque période, sont présentés sur la figure.4.

Le SNR a été calculé par la suite en utilisant ces périodes numériquement déphasées pour trois valeurs du jitter (10,15 et 20nm) (voir figure.5).

On constate tout d'abord que le SNR varie en fonction du niveau de bruit jitter injecté dans le signal. Ensuite, le SNR pour chaque valeur de jitter est assez élevé lorsque le bit est supporté par un seul plot, mais il est significativement réduit lorsque le nombre de plots qui mémorise le bit est de deux, voire plus. En outre, le SNR à partir de deux plots par bit est moins important que pour un seul plot par bits, mais il est relativement stable. Ceci est probablement dû aux interactions dipolaires entre chaque plot et ses proches voisins. En fait, le champ rayonné à un endroit donné du média dépend de la configuration magnétique du plot immédiatement sous la tête de lecture mais également, et dans une moindre mesure, des plots voisins. Ainsi un plot aimanté vers le haut entouré par des plots aimantés vers le bas génère un signal plus fort qu'un plot aimanté vers le haut entouré de voisins aussi aimantés vers le haut. Ceci est illustré sur la figure.6.

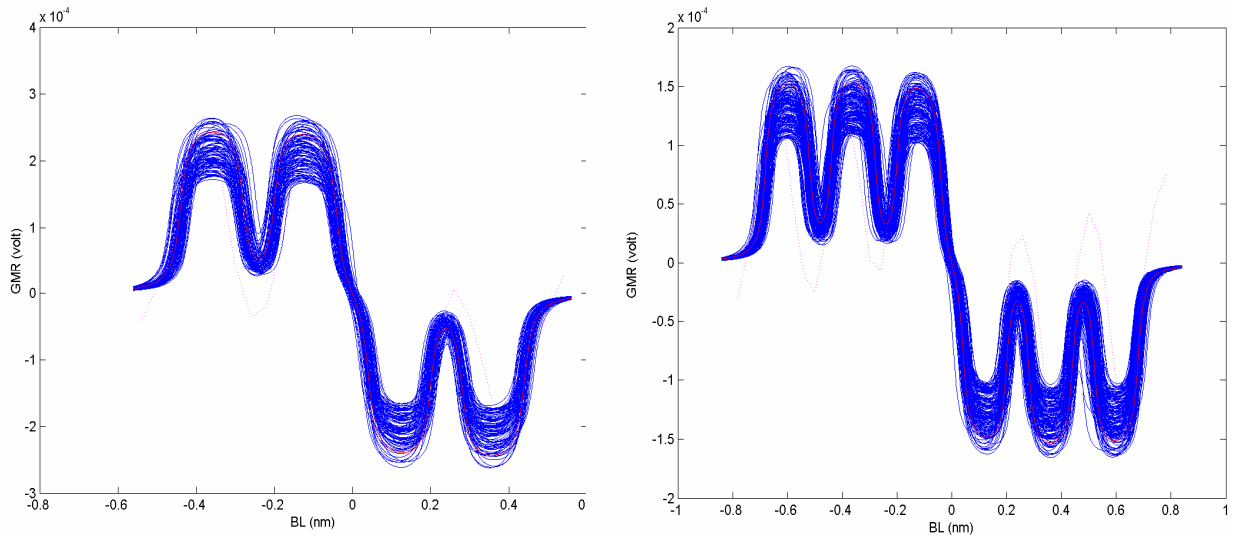


Figure.4 : Signal de lecture reproduit par l'équation (4) pour deux différentes longueurs de bits leur après avoir injecté du bruit jitter et de fluctuation taille.

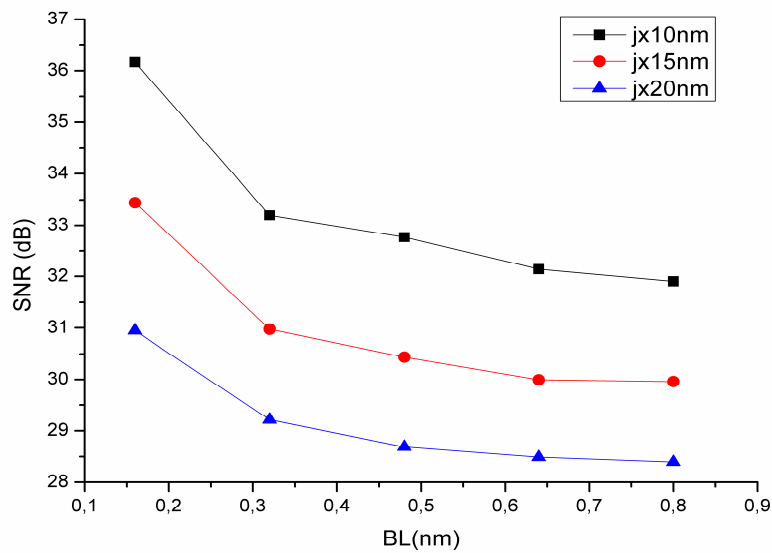
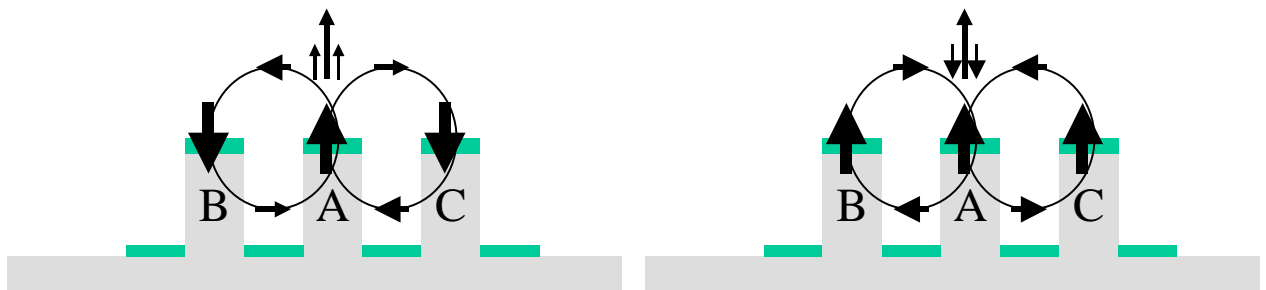


Figure.5 : Rapport signal sur bruit mesuré sur le signal simulé pour trois valeurs de jitter différentes.



b- Mesure de SNR sur des PRBS

Figure.6 : Représentation schématique expliquant le renforcement du flux magnétique ou sa diminution au-dessus d'un plot donné suivant la configuration magnétique des plots voisins.

De la même façon que dans le paragraphe précédent, nous avons écrit cette fois une série de séquences de $2^5 - 1 = 31$ bits écrits aléatoirement (PRBS), que nous avons répété périodiquement sur plusieurs pistes. Sur les deux figures.7 (a) et (b), nous avons présenté deux images réalisées par le testeur sur les échantillons SPINTEC et Seagate respectivement. Comme nous l'avons mentionné dans le chapitre-4, l'écriture était réalisée en pas à pas et en contact direct tête - échantillon. La course de la plateforme du testeur était de $100\mu\text{m}$ maximum le long de la piste. De ce fait, il était assez difficile de conserver un bon alignement de la tête par rapport aux pistes de plots durant toute la course de la plateforme, à cause du frottement de la tête avec la surface de l'échantillon, et éventuellement à cause des dérives des actionneurs piézoélectriques dans le temps. Nous avons alors travaillé sur des distances de 50 à $70\mu\text{m}$ en écrivant plusieurs PRBS sur plusieurs pistes parallèles.

La procédure de mesure du SNR était la même que celle adoptée dans le paragraphe précédent. Nous avons découpé le signal de lecture des PRBS écrites (figure.8) en périodes séparées, contenant le même nombre de points en utilisant MatLab (voir figure.9). Sur cette dernière on observe que quelques périodes présentent des erreurs dans le signal et aussi des plots multidomaines (principalement dans l'échantillon SPINTEC qui avait une faible coercivité (3kOe) en comparaison avec l'échantillon Seagate (7kOe)). Pour mesurer au-mieux le SNR, nous avons supprimé toutes les périodes qui présentaient des erreurs (voir figure.10), puis nous avons calculé le coefficient de corrélation et le SNR en utilisant les deux équations (2) et (3). Le SNR mesuré était de 11.7dB pour l'échantillon SPINTEC en multicouches Co/Pt fabriqué par nanoimpression et 14.7dB pour l'échantillon Seagate en alliage de CoCrPt fabriqué par lithographie électronique. Cette différence mesurée dans le SNR entre les deux échantillons est principalement due à la haute résolution de la lithographie électronique en comparaison avec la nanoimpression, ce qui engendrait une plus faible différence dans la distribution de taille.

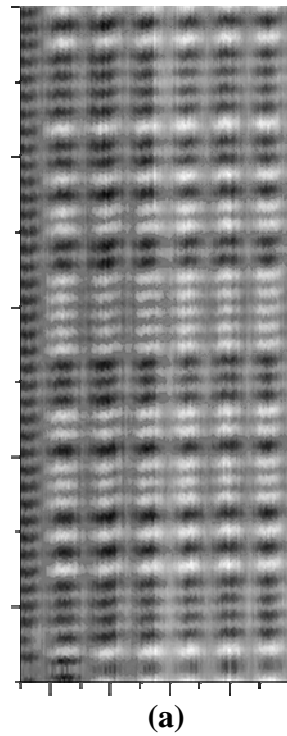
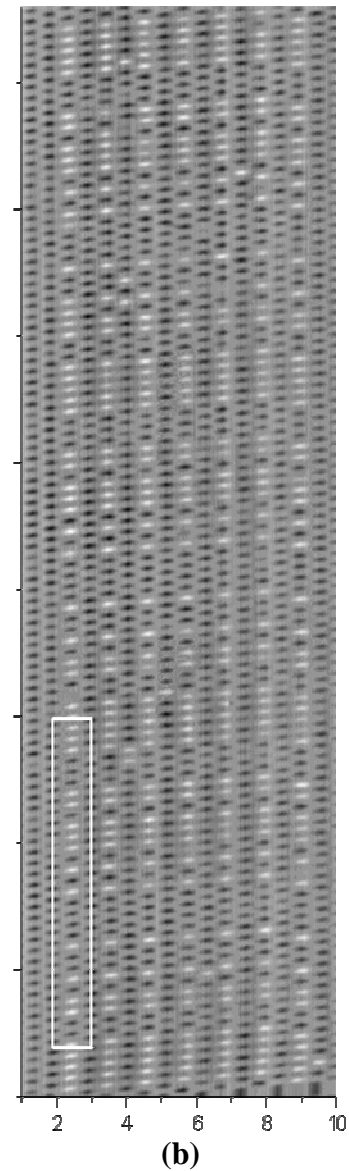


Figure.7 : Images de PRBS écrites par le testeur quasi-statique sur plusieurs pistes parallèles sur les deux échantillons : SPINTEC image (a) et Seagate image (b)



D'un autre côté, le SNR mesuré sur les deux échantillons reste fortement perturbé par la distribution en taille des plots : variation dans la largeur des pics et variation d'amplitude. Mais aussi, comme la lecture est accomplie en contact direct entre la tête de lecture et le média, d'autre sources de bruit viennent se rajouter au bruit total mesuré. Le frottement entre la tête et le média, ainsi que les grains de poussière présents sur la surface des échantillons, distordent la hauteur de vol et peuvent participer de manière non négligeable au bruit mesuré. Cependant, en prenant en compte la présence de toutes ces perturbations indésirables dans le signal, le SNR que nous avons mesuré reste assez satisfaisant.

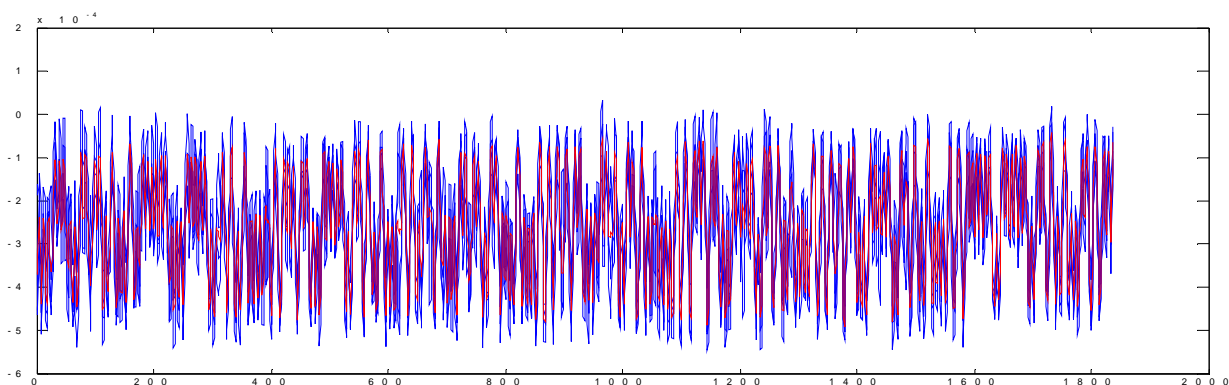


Figure.8 : Signal de lecture mesuré sur une piste de l'échantillon SPINTEC après lui avoir adressé plusieurs PRBS de 31 bits par période.

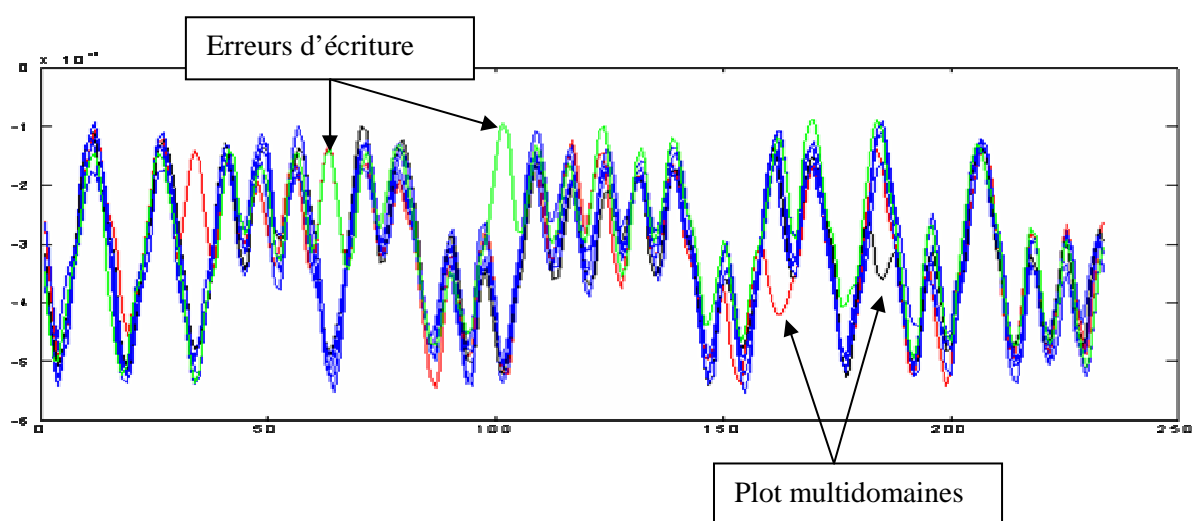


Figure.9 : Signal de lecture, mesuré sur l'échantillon SPINTEC, décomposé en plusieurs périodes de PRBS de 31 bits.

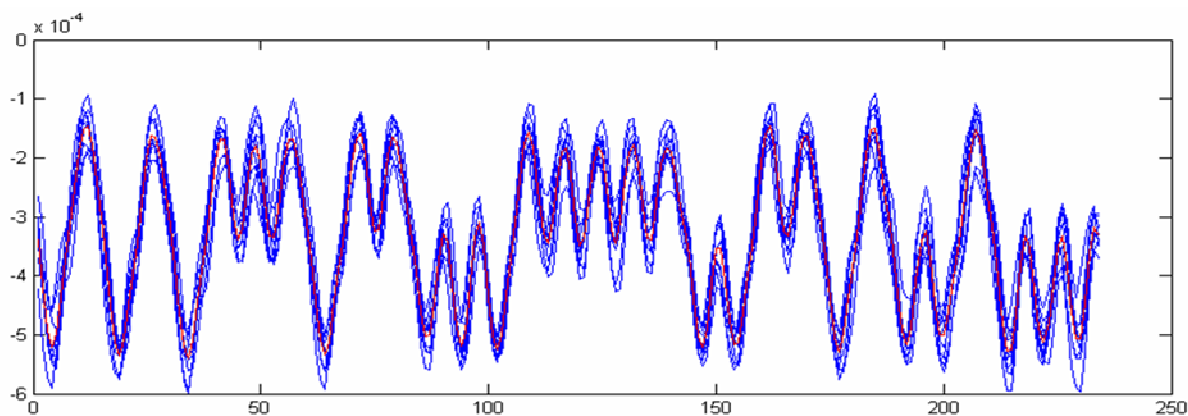


Figure.9 : Signal de lecture présenté sur la figure.9 après avoir éliminé toutes les périodes présentant des erreurs d'écriture et des plots multidomaines.

Conclusion

Le bruit dans un système d'enregistrement magnétique est un facteur décisif dans la détermination des performances du système. Il a un impact direct sur le canal de détection des données en augmentant le taux d'erreurs selon son niveau. Ainsi, mesurer le SNR est une étape primordiale afin de prédire la fiabilité du système.

De ce fait, nous avons évalué statistiquement le SNR sur les médias discrets en calculant le coefficient de corrélation pour deux échantillons en couches minces Co/Pt et en alliage de CoCrPt. Nous avons constaté que le SNR dans les médias discrets augmente lorsque on réduit la taille des bits, ce qui montre une contribution importante du bruit de position jitter dans les mesures (reprécisons ici que cette technique est issue de l'analyse du bruit sur des systèmes continus et n'est pas forcément requise dans le cas des systèmes discrets).

Le signal est en fait perturbé par plusieurs sources de bruit telles que la distribution de taille des plots, le jitter et les fluctuations d'amplitude du signal. Toutefois, l'environnement de mesure n'était pas assez favorable pour accomplir une détermination précise et quantitative du SNR. Le frottement de la tête avec le média, la poussière sur la surface des échantillons et les dérives des actionneurs piézoélectriques contribuent en effet fortement au bruit total. Il serait judicieux dans le futur de reproduire ces tests sur un disque en rotation, sur lequel seraient gravées des pistes de plots concentriques, et d'évaluer le SNR sur un ensemble grand et statistique de bits. Toutefois l'utilisation d'un testeur quasi statique, comme celui développé au laboratoire, reste suffisamment accessible et simple, afin de mener des études préliminaires.

Nous avons pu montrer aussi, comme dans le cas des tests sur les fenêtres d'écriture et la stabilité des bits écrits, que les performances en terme de bruit étaient implicitement liées au matériau constituant la couche de stockage, l'échantillon Seagate étant toujours plus performant que l'échantillon Spintec. Il serait judicieux dès lors de séparer les contributions du matériau et de la méthode de réplique ; il n'est pas certain en effet que la contribution de la nanostructuration soit négligeable sur les performances à l'écriture et à la lecture (distribution en taille des particules, bruit jitter...). Allier un matériau adapté au stockage telle qu'une couche d'alliage CoPtCr et la NIL serait certainement une solution optimisée.

Références

- [1] J-G Zhu, X. Lin, L. Guan and W. Messner. Recording Noise and Servo Characteristics of Patterned Thin Film Media. *IEEE Trans. Magn.* **36** (2000) 23.
- [2] G. Mian. An Algorithm for a Real Time Measurement of Nonlinear Transition Shift by a Time Domain Correlation Analysis. *IEEE Trans. Magn.* **31** (1995) 816.
- [3] M. M. Aziz, B. K. Middleton and J. J. Miles. Autocorrelation Analysis of Particle Magnetization in Erased Particulate Media. *IEEE Trans. Magn.* **38** (2002) 279.
- [4] M. M. Aziz, B. K. Middleton and J. J. Miles. Correlations and noise in magnetic recording media. *IEE Proc.-Sci. Meas. Technol.*, **150**, (2003) 244.
- [5] E. J. Champion and G. J. Tarnopolsky. Measurements of media jitter down to 0.2 μm track widths. *J. Appl. Phys.* **85** (1999) 5303.
- [6] G. J. Tarnopolsky and P. R. Pitts. Media noise and signal-to-noise ratio estimates for high areal density recording. *J. Appl. Phys.* **81** (1997) 4837.
- [7] Y-S Tang. Noise Autocorrelation in Magnetic Recording Systems. *IEEE Trans. Magn.* **21** (1985) 1379.
- [8] G. Mian, R. S. Indeck and M. W. Muller. Noise correlation of magnetic thin film media. *Jap. J. Appl. Phys.* **30** (1991) L1483.
- [9] N. R. Belk, P. K. George and G. S. Mowry. Noise in high performance thin-film longitudinal magnetic recording media. *IEEE Trans. Magn.* **21** (1985) 1350.
- [10] L. Thurlings. On the Noise Power Spectral Density of Particulate Recording Media. *IEEE Trans. Magn.* **19** (1983) 84.
- [11] M. M. Aziz, B. K. Middleton and J. J. Miles. Particle Distributions and Noise in Metal Particle Tapes. *IEEE Trans. Magn.* **38** (2002) 1901.
- [12] B. Valcu, T. Roscamp and H. N. Bertram. Pulse Shape, Resolution, and Signal-to-Noise Ratio in Perpendicular Recording. *IEEE Trans. Magn.* **38** (2002) 288.
- [13] L. Thurlings. Statistical Analysis of Signal and Noise in Magnetic Recording. *IEEE Trans. Magn.* **16** (1980) 507.
- [14] Y. Ichiyama. Theoretical Analysis of Bit Error Rate Considering Intertrack Crosstalk in Digital Magnetic Recording Equipment. *IEEE Trans. Magn.* **15** (1979) 899.
- [15] A. M. Barany and H. N. Bertram. Transition Noise Model for Longitudinal Thin-Film Media. *IEEE Trans. Magn.* **23** (1987) 1776.
- [16] A. M. Barany and H. N. Bertram. Transition Position and Amplitude Fluctuation Noise Model for

Longitudinal Thin Film Media. *IEEE Trans. Magn.* **23** (1987) 2374.

[17] G. Mian, R. S. Indeck and M. W. Muller. Transverse Correlation Length in Thin Film Media. *IEEE Trans. Magn.* **28** (1992) 2733.

[18] S. X. Wang and A. M. Taratorin. Magnetic information storage technology. *Academic Press*, (1999).

[19] H. N. Bertram. Theory of magnetic recording. *Cambridge Press*, (1994).

[20] M. M. Aziz. Thesis submitted to the University of Manchester. Signal and Noise Properties of Longitudinal Thin-Film Disk Media, (1999).

[21] B. Valcu. Thesis submitted to the University of California, San Diego. Studies in perpendicular magnetic recording, (2004).

[22] A. Takeoa and H. N. Bertram. Pulse shape, resolution, and signal-to-noise ratio in patterned media recording. *J. Appl. Phys.* **97** (2005) 104.

[23] M. M. Aziz, B. K. Middleton and C. D. Wright. Signal-to-noise ratios in recorded patterned media. *IEE Proc.-Sci. Meas. Technol.* **150** (2003) 232.

[24] M. M. Aziz, C. D. Wright, B. K. Middleton, H. Du and P. Nutter. Signal and Noise Characteristics of Patterned Media. *IEEE Trans. Magn.* **38** (2002) 1964.

[25] T. C. Arnoldussen, L. L. Nunnelley. Noise in digital magnetic recording. *World Scientific*.

[26] E.B. Svedberg, S. Khizroev, and D. Litvinov. Magnetic force microscopy study of perpendicular media: Signal-to-noise determination and transition noise analysis. *J. App. Phys.*, **91** (2002) 5365.

Conclusion générale

L'intégration des médias discrets dans un disque dur commercial n'est plus aujourd'hui vue comme une simple alternative potentielle, mais plutôt comme une réalité. Ces dernières années, on pensait que cette évolution technologique interviendrait au-delà de la prochaine décade. Fujitsu vient pourtant d'annoncer la réalisation d'un disque de 2,5 pouces fonctionnel, dont les matrices de trous joueraient le rôle d'îlots de stockage. Le fabricant indique notamment qu'il pourrait proposer des disques durs pour ordinateurs portables de 2,5 pouces avec deux plateaux pour une capacité totale de 1,2 téraoctet. A titre de comparaison, le plus gros disque dur 2,5 pouces pour ordinateur portable revendique actuellement un espace de 250 Go.

C'est dans ce contexte à la fois très à la pointe de la technologie, mais aussi versé dans le présent, que cette thèse a eu lieu. Le choix technologique fait par SPINTEC ces 10 dernières années a été de combiner la maîtrise de la lithographie dans les semi conducteurs, à la versatilité de la technique de dépôt par pulvérisation cathodique, pour réaliser des structures magnétiques en réseaux ; ces dernières étant destinées au stockage de l'information.

Adapter ce concept de média pré gravés à une réalité industrielle a motivé l'étude et le développement de la lithographie par nanoimpression, dans une collaboration entre le LTM et SPINTEC. Ainsi, dans une première partie de cette thèse, nous avons détaillé les avantages et les inconvénients de cette méthode de réplcation. Nous avons montré que des réseaux de plots de 80nm^2 , gravés sur des plaques en Si de 200mm de diamètre, sortaient avec de bons taux de reproductibilité. Nous avons aussi démontré l'important investissement qu'il restait à faire dans ce domaine lithographique afin que la NIL arrive à maturité en terme d'uniformité et d'alignement.

Dans une deuxième partie, nous nous sommes attachés à une étude générale des propriétés magnétiques des médias discrets, et plus particulièrement sur deux échantillons, l'un fabriqué par nos soins et sur lequel une multicouche de Co/Pt faisait office de couche sensible, et l'autre développé par Seagate Research, et constitué d'un disque dont les structures étaient gravées directement dans un alliage à forte coercitivité de CoPtCr. Nous avons montré surtout que la stabilité thermique des bits, c'est-à-dire leur capacité de rétention de l'information dans le temps, différaient notablement, la couche d'alliage étant a priori plus optimisée que nos multicouches. Cette différence s'est aussi faite ressentir lorsque nous avons étudié dans la dernière partie de cette thèse les propriétés des médias discrets à

l'enregistrement. Pour cela des séquences de bits ont été écrites sur les deux échantillons et il s'est avéré que l'alliage supportait mieux l'information, était moins sensible aux phénomènes de sur écriture, et présentait toujours des plots monodomaines après écriture. Ainsi, une optimisation de la couche de stockage semble être une prochaine étape dans l'intégration des médias discrets, en sachant que la taille des cristallites doit au mieux avoisiner celle des plots. Enfin, la détermination du bruit de lecture à l'aide du testeur quasi-statique nous a montré que le bruit de position, dit jitter, est prépondérant dans ces systèmes, et qu'encore une fois, la couche d'alliage présentait un meilleur rapport signal sur bruit, pour les mêmes raisons susmentionnées.

Les futurs médias de stockage devront supporter une quantité croissante d'information, devront être accessibles en coût, fiables et inscriptibles dans des temps relativement court (sub nanoseconde). Les médias discrets seront sans nul doute la technologie de remplacement des médias continus. Ils ne prendront pas forcément la forme que nous leur avons donnée (cf. la technique développée par Fujitsu). Notre étude a toutefois permis de montrer la viabilité de la méthode, et surtout démontré qu'à une échelle industrielle, de tels réseaux de nanostructures pouvaient être répliqués.

Annexe A

Les différentes techniques de lithographie par impression

Il existe différentes techniques de lithographies basées sur l'impression d'un moule contre un substrat. Dans cette annexe nous allons présenter brièvement trois variantes qui diffèrent l'une de l'autre selon la nature du moule utilisé, le degré de la contrainte appliquée, l'utilisation de résine ou pas et la température à laquelle se déroule le procédé d'impression. Ces différentes méthodes présentent plusieurs avantages notamment la lithographie UV-NIL, mais ces techniques ne sont pas encore matures et nous avons choisi le NIL thermique en raison de sa disponibilité au LTM. Cette motivation a été aussi nourrie par l'expérience du LTM avec cette technologie et la disponibilité immédiate des équipements adéquats.

Lithographie UV-NIL

La lithographie UV-NIL communément connue sous le nom Step & Flash Imprint Lithography (SFIL) est une nouvelle approche de nanostructuration rapide et non coûteuse, dérivée de la lithographie par nanoimpression à chaud [1]. Elle associe l'impression mécanique d'une résine photopolymérisable et son irradiation sous ultraviolet à travers un moule transparent généralement réalisé en quartz ou PDMS (figure.1). Le pressage se fait à la température ambiante dans une résine de faible viscosité et en appliquant une faible pression suivie d'une insolation UV pour figer l'image des profils imprimés. Cette technique très prometteuse, permet d'aligner le moule transparent avec le substrat ainsi que de s'affranchir des erreurs de distorsion et de dilatation thermique du moule et du substrat. Elle fait l'objet d'un effort important apporté par les laboratoires et les industriels pour son développement et son optimisation à l'heure actuelle.

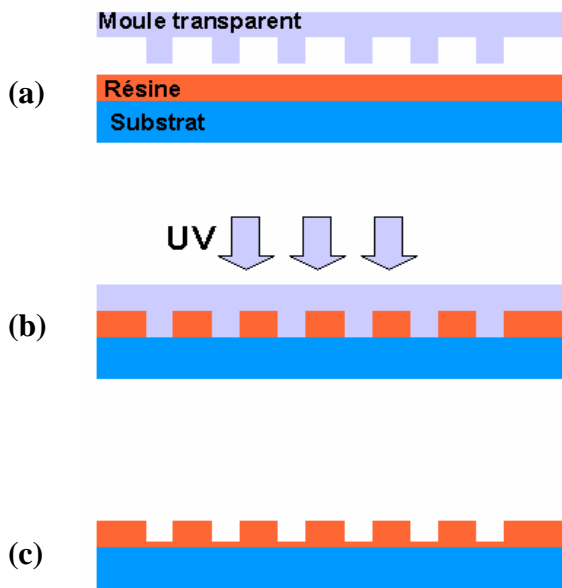


Figure.1 : Présentation schématique du principe de la nanoimpression assistée par irradiation UV : (a) impression du moule en quartz dans le polymère, (b) irradiation par UV, (c) le négatif des motifs enrésine après séparation.

Lithographie par encrage moléculaire

C'est une des techniques de lithographie « molle » connue sous le nom de Micro-Contact Printing (μ CP) [2,3]. Elle partage les mêmes avantages dont bénéficie la nanoimpression en terme de rapidité, d'adaptation aux larges surfaces, de haute résolution et de faible coût. En outre, l'étape de l'impression se déroule à la température ambiante en utilisant un moule transparent ce qui permet de réduire encore plus le temps du procédé en évitant les montées et descentes en température ainsi que l'alignement du moule. Dans cette technique un tampon en élastomère, généralement en PDMS (Polydiméthylsiloxane), réalisé par impression depuis un moule rigide est trempé dans une encre moléculaire s'organisant en mono-couche. Ce tampon est ensuite mis en contact avec la surface du substrat souvent couverte par une fine couche d'or. Le profil des motifs imprimés est alors transféré dans le substrat par une étape de gravure sélective (figure.2).

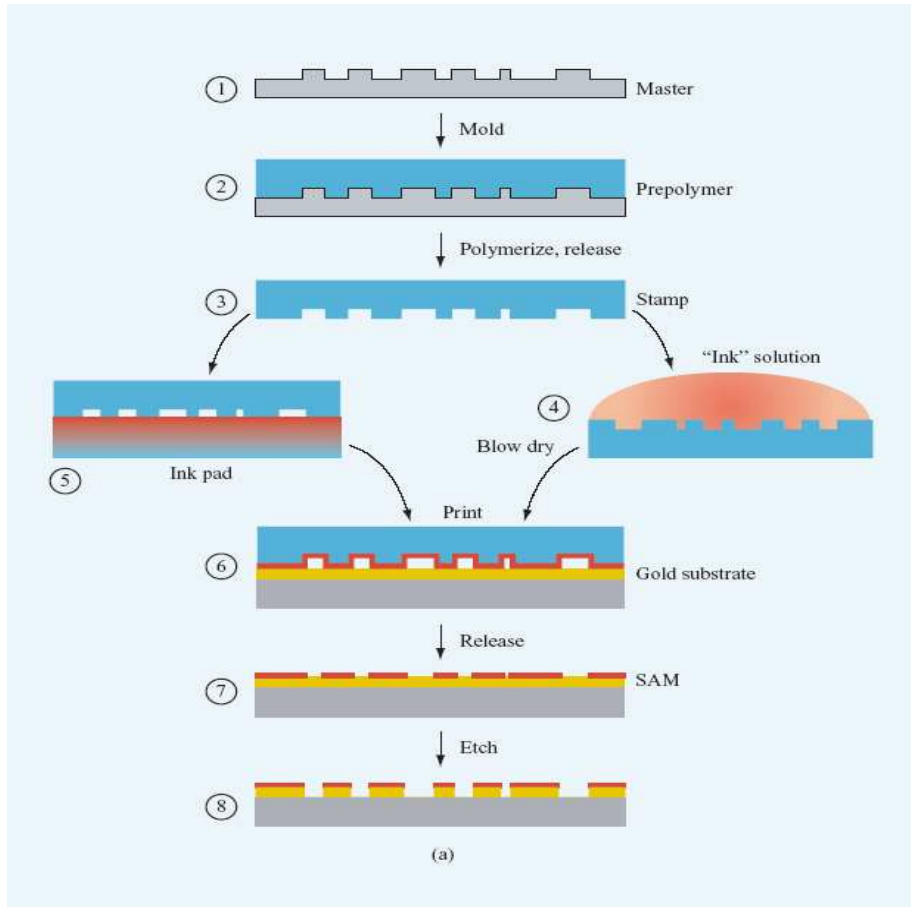


Figure.2 : Diagramme du procédé de μ CP : un polymère (2) couvrant le moule (1) est solidifié par chauffage ou lumière puis démoulé pour former un moule élastomère (3). Le moule est encré par éersion (4) ou par contact avec une encre (5), ensuite pressé contre le substrat (6), en formant une monocouche auto-organisée. Les motifs (7) sont ensuite transférés dans le substrat par une gravure sélective (8). [3]

Lithographie par impression directe assistée par LASER

Récemment, Stephen Y. Chou et ses collaborateurs [4] ont mis au point la technique d'impression directe assistée par LASER (LASER-assisted direct imprint : LADI). C'est une méthode de nanostructuration très rapide et qui s'affranchit de l'étape de gravure classique. Elle consiste à imprimer directement l'image d'un moule transparent en quartz dans le Si après l'avoir fondu localement à l'aide d'un faisceau laser. En d'autres termes, le moule est initialement mis en contact avec la surface du substrat en Si en lui appliquant en même temps une force de pressage. Une fine épaisseur de Si est ensuite liquéfiée à l'aide d'un LASER à impulsions eximer XeCl (dont la longueur d'onde est de 308nm et la durée de pulse de 20ns) éclairant le substrat à travers le moule. La taille du moule est choisie afin que ce dernier soit

complètement éclairé par le laser. Des nanostructures de résolution inférieure à 10nm ont été réalisées par cette technique dans des temps inférieurs à 250ns. Il est possible d'adapter la LADI aux grandes surfaces par la technique de 'step and repeat' et aux autres matériaux comme le Ge en utilisant d'autres lasers.

[1] X. Cheng, L. J. Guo. One-step lithography for various size patterns with a hybrid mask-mold. *Microelectronic. Engin.* **71**, (2004) 288.

[2] L. J. Guo. Recent progress in nanoimprint technology and its applications. *J. Phys. D: Appl. Phys.* **37**, (2004) R123.

[3] B. Michel, A. Bernard, A. Bietsch, E. Delamarche, et al. Printing meets lithography: Soft approaches to high-resolution patterning. *IBM J. RES. & DEV.* **45**, (2001) 697.

[4] S. Y. Chou, C. Keimel and J. Gu. Ultrafast and direct imprint of nanostructures in silicon. *Nature.* **417**, (2002) 835.

Annexe B

Description de l'effet Kerr

L'effet Kerr est basé sur les changements de polarisation de la lumière entre une onde incidente et une onde réfléchie au contact d'un matériau ferromagnétique. Selon l'orientation relative du vecteur d'onde incidente et de l'aimantation M dans l'échantillon, on distingue trois configurations de base, voir figure 1:

- L'effet Kerr polaire (a): l'onde incidente arrive normalement à la surface. Il dépend uniquement de la composante perpendiculaire de l'aimantation du matériau et pas de la direction de polarisation de l'onde incidente.
- L'effet Kerr longitudinal (b): le faisceau arrive en incidence oblique, l'aimantation n'a pas de composante perpendiculaire et se trouve dans le plan d'incidence de la lumière. La modification de l'état de polarisation de l'onde réfléchie dépend de la direction de polarisation de l'onde incidente.
- L'effet Kerr transverse (c): incidence oblique, aimantation perpendiculaire au plan d'incidence. Il se traduit par une variation de l'intensité réfléchie pour une polarisation incidente p lorsqu'on inverse l'aimantation du matériau. Il n'y a pas d'effet pour une polarisation incidente s .

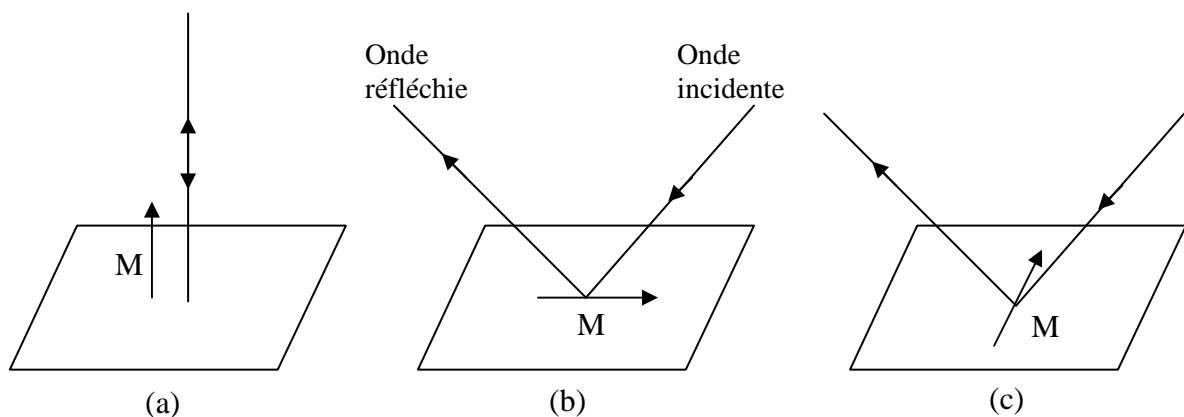


Figure.1 : Représentation schématique des différentes configurations de base de l'effet Kerr magnéto-optiques : (a) polaire, (b) longitudinal, (c).

Si on travaille en transmission en configuration polaire, on mesurera l'effet Faraday. En réflexion, il s'agira alors de quantifier l'effet Kerr et notamment l'angle de rotation α_k ainsi que l'ellipticité Φ_k .

Pratiquement l'onde incidente est toujours polarisée rectilignement à l'aire d'un polariseur. Autrement dit, le champ \vec{E} reste perpendiculaire à la direction de propagation portée par \vec{k} . On définit un système d'axe local et approprié (O, s, p) tel que le champ \vec{E} soit colinéaire au vecteur p au niveau du polariseur et ceci comme sur la figure.2. Après réflexion sur l'échantillon magnétique, le champ \vec{E} aura tourné d'un angle α_k par rapport à l'axe (O, p) et il apparaîtra par conséquent une composante transverse selon (O, s). A l'aide d'un analyseur, on peut sélectionner les deux composantes E_s et E_p . La mesure de l'intensité réfléchie minimale est proportionnelle à α_k ainsi qu'à l'aimantation du matériau sondé. Enfin la désorientation ε entre l'analyseur et le polariseur permet de distinguer les états $+M_s$ et $-M_s$ en dissymétrisant le signal reçu par la diode.

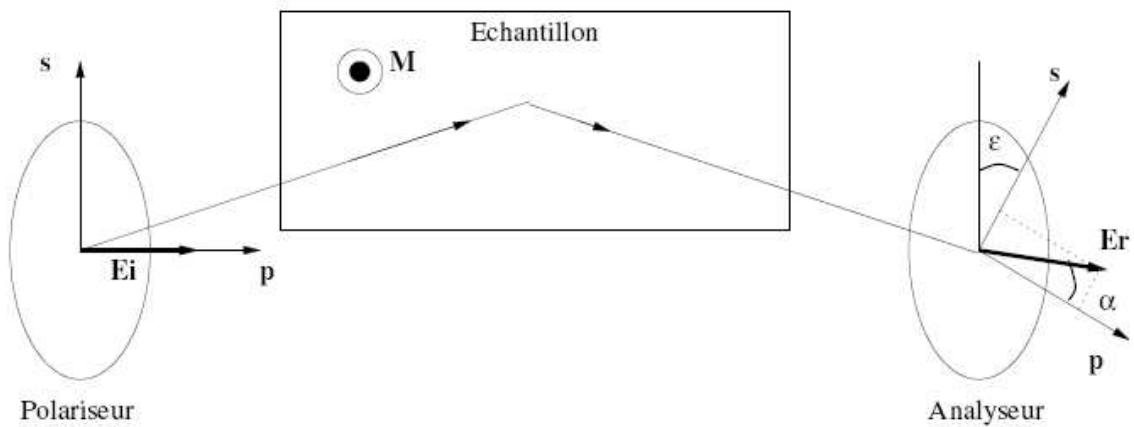


Figure.2 : Chemin parcouru par une onde lumineuse en réflexion sur un échantillon. Le polariseur permet d'aligner \vec{E} selon (O,p). L'analyseur sélectionne les composantes (O,p) et (O,s). La désorientation entre le polariseur et l'analyseur permet de dissymétriser le signal magnétique.

Annexe C

Champ émis par la tête d'écriture - Modèle de Karlqvist

La force magnétomotrice disponible au niveau de l'entrefer est donnée par le rendement global du circuit magnétique. Par contre, la forme du champ de fuite au niveau du milieu d'enregistrement dépend de caractéristiques purement locales. Ce champ de fuite ne peut pas être calculé analytiquement et des modèles numériques doivent être utilisés. Pour des raisons pratiques, il est cependant utile d'utiliser des expressions analytiques approchées, dont la plus courante est le modèle de Karlqvist.

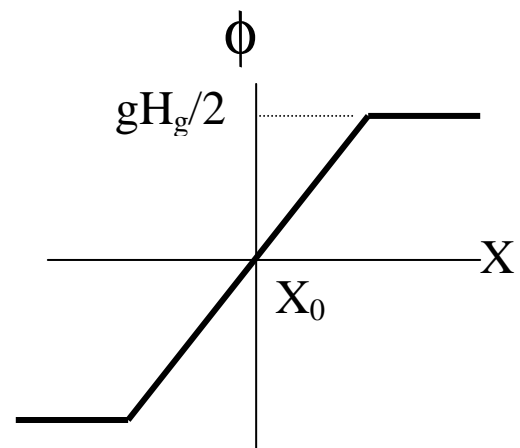
Les hypothèses de base du modèle de Karlqvist sont les suivantes :

- La perméabilité de la tête est infinie comparée à la perméabilité de l'air et seule la géométrie intervient.
- La longueur et la hauteur des pôles sont grandes devant la taille de l'entrefer, de sorte que celui-ci est décrit dans un milieu infini
- La tête est invariante (infinie) selon z (direction transverse)
- Le potentiel dans le gap est linéaire :

$$\Phi(x) = -H_g x \quad \text{pour } |x| \leq \frac{g}{2}$$

$$\Phi(x) = -g \frac{H_g}{2} \quad \text{pour } x \geq \frac{g}{2}$$

$$\Phi(x) = g \frac{H_g}{2} \quad \text{pour } x \leq -\frac{g}{2}$$



g et H_g sont la largeur et le champ dans l'entrefer respectivement.

Le potentiel dans l'espace ($y \neq 0$) s'exprime par

$$\Phi(x, y) = \iint dx' dy' \frac{\Phi_g(x', y')}{(x - x')^2 + (y - y')^2}$$

et le champ magnétique correspondant

$$H_x = -\frac{\partial \Phi}{\partial x}, \quad H_y = -\frac{\partial \Phi}{\partial y}$$

Dans un système invariant selon y (hypothèse de Karlqvist), le potentiel se réduit à :

$$\Phi(x, y) = \frac{y}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} dx' \frac{\Phi_g(x')}{(x - x')^2 + y^2}$$

On obtient la valeur du potentiel d'une tête de Karlqvist :

$$\Phi(x, y) = -\frac{H_g}{\pi} \left[(x + g/2) \arctan\left(\frac{x + g/2}{y}\right) - (x - g/2) \arctan\left(\frac{x - g/2}{y}\right) - \frac{y}{2} \ln \frac{(x + g/2)^2 + y^2}{(x - g/2)^2 + y^2} \right]$$

Soient les composantes H_x et H_y du champ correspondantes :

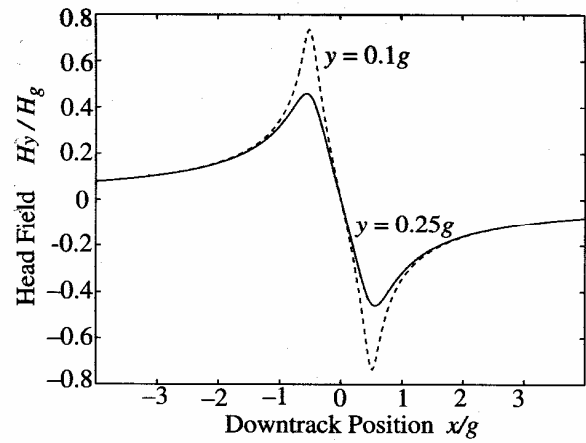
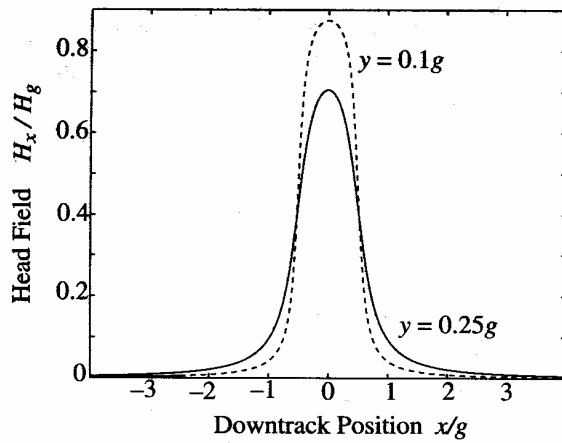
$$H_x(x, y) = -\frac{\partial \Phi}{\partial x} = \frac{H_g}{\pi} \left[\arctan\left(\frac{x + g/2}{y}\right) - \arctan\left(\frac{x - g/2}{y}\right) \right] = \frac{H_g}{\pi} \arctan\left(\frac{gy}{x^2 + y^2 - (g/2)^2}\right)$$

$$H_y(x, y) = -\frac{\partial \Phi}{\partial y} = \frac{H_g}{2\pi} \ln \frac{(x + g/2)^2 + y^2}{(x - g/2)^2 + y^2}$$

Dans la limite des faibles gaps ($g \rightarrow 0$), cette expression se simplifie au premier ordre :

$$H_x(x, y) = \frac{H_g g}{\pi} \frac{y}{x^2 + y^2}$$

$$H_y(x, y) = -\frac{H_g g}{\pi} \frac{x}{x^2 + y^2}$$



Ces expressions donnent de bons résultats tant qu'on ne se rapproche pas trop de la surface de la tête ($y > g/2$). On peut montrer simplement à partir de ces expressions que les contours iso-champs selon la direction longitudinale (x) sont des cercles partant des coins de l'entrefer.

Dans la limite des faibles gaps ($g \rightarrow 0$), ces expressions se simplifient encore :

$$H_x(x, y) = \frac{H_g g}{\pi} \frac{y}{x^2 + y^2}$$

$$H_y(x, y) = -\frac{H_g g}{\pi} \frac{x}{x^2 + y^2}$$

On voit clairement que l'amplitude du champ H_x décroît et que la largeur du pic augmente lorsque la séparation entre la tête et le media (y) augmente, d'où la nécessité de travailler à de très faibles hauteur de vol.

Annexe D

Quelques rappels de probabilités

Statistique d'ordre 1 :

Soit X_i une variable aléatoire réelle correspondant à l'instant t_i de chacune des épreuves. Sa *fonction de répartition* dépend en général de t_i et s'exprime par :

$$F(x, t_i) = \text{Pr ob}[X_i < x]$$

Sa *densité de probabilité* est :

$$p(x, t_i) = \frac{d}{dx} F(x, t_i)$$

Sa *moyenne statistique* (ou moment du 1^{er} ordre) :

$$\mu_x(t_i) = E[X_i] = \int_{-\infty}^{+\infty} x \cdot p(x, t_i) dx$$

Ses *moment de degrés (ou ordres) supérieurs* :

$$\mu_{x^n}(t_i) = E[X_i^n] = \int_{-\infty}^{+\infty} x^n \cdot p(x, t_i) dx$$

Son *moment centré du second degré (ordre) ou variance* est :

$$\sigma_x^2(t_i) = E[(X_i - \mu_x(t_i))^2] = \int_{-\infty}^{+\infty} (x - \mu_x(t_i))^2 \cdot p(x, t_i) dx$$

C'est une mesure de la dispersion de la variable aléatoire par rapport à sa moyenne. Sa racine carrée est l'*écart type* (standard déviation).

Statistique d'ordre 2 :

Soit le couple de variable aléatoires $X_1=X(t_1)$ et $X_2=X(t_2)$, la fonction de répartition conjointe est :

$$F(x_1, x_2; t_1, t_2) = \text{Prob}(X_1 \leq x_1, X_2 \leq x_2)$$

La densité de probabilité conjointe est :

$$p(x_1, x_2; t_1, t_2) = \frac{\partial^2 F(x_1, x_2; t_1, t_2)}{\partial x_1 \partial x_2}$$

Les moments de ce couple sont les moyennes statistiques :

$$\mu_{mn}(t_1, t_2) = E[X_1^m X_2^n]$$

La fonction d'autocorrélation statistique est :

$$R_x(t_1, t_2) = E[X_1 X_2] = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} x_1 x_2 p(x_1, x_2; t_1, t_2) dx_1 dx_2$$

La fonction d'autocovariance est :

$$C_x(t_1, t_2) = R_x(t_1, t_2) - \mu_x(t_1)\mu_x(t_2)$$

Si $t_1=t_2$ c'est la variance σ_x^2